

Charakterisierung der Argonplasma-Koagulation (APC) für die thermische Behandlung von biologischem Gewebe in der Endoskopie und der Chirurgie

Sandra Keller
Lichtenstein

Dissertation zur Erlangung des Grades eines Doktor-Ingenieurs
der Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik

Bochum 2012

Dissertation eingereicht am: 14.11.2012
Tag der mündlichen Prüfung: 01.02.2013

1. Berichtler Prof. Dr. Peter Awakowicz
2. Berichtler Prof. Dr. Achim von Keudell

Vorwort

Diese Dissertation beschäftigt sich mit der plasmatechnischen Charakterisierung des medizinischen Plasmas der Argonplasma-Koagulation (APC) bei atmosphärischen Bedingungen. Die APC wird bei verschiedenen Einstellungen (Gasfluss, Leistung) und Beimischungen von atmosphärischen Gasen (Stickstoff, Sauerstoff) in Hinblick auf die Identifizierung der Abhängigkeit des resultierenden Gewebeeffektes von plasmacharakteristischen Kenngrößen und Plasmaparametern untersucht.

Inhalt

Liste der Abbildungen.....	v
Liste der Tabellen.....	ix
Abkürzungen	xi
Zusammenfassung.....	xiv
Abstract.....	xv
1. Einleitung.....	1
2. Theoretische Grundlagen	4
2.1 Plasmen.....	4
2.2 Entladungsprozesse in Plasmen	8
2.2.1 Streamer.....	8
2.2.2 Funke	10
2.2.3 Glimm- und Bogenentladung	10
2.3 „Kaltes“ und „Heißes“ Plasma	11
2.4 Plasmen in der Medizin	11
2.5 Argonplasma-Koagulation (APC)	15
2.5.1 Allgemeines	15
2.5.2 Prinzip der APC.....	15
2.5.3 Thermische Effekte.....	17
2.5.4 Medizinische Indikationen der APC.....	18
2.5.5 Generatormodes	18
2.5.6 Forced APC	19
3. Experimenteller Aufbau	22
3.1. APC	22
3.1.1 Aufbau und Funktionsweise	22
3.1.2 Einstellungen	24
3.1.3 Gegenelektroden.....	25
3.2 Polaritätsabhängige APC	25
3.2.1 Aufbau und Funktionsweise	25
3.2.2 Einstellungen	27
3.3 Wasserunterstützte APC	28
3.3.1 Aufbau und Funktionsweise	28
3.3.2 Einstellungen	28
3.4 Untersuchung des Einflusses von Atmosphärgasen	29

4. Messmethoden	30
4.1 Bestimmung des Gewebeeffektes.....	30
4.2 Diagnostische Methoden	31
4.2.1 Optische Emissionsspektroskopie (OES)	31
4.2.2 Mikrofotografie	33
4.2.3 Strom-Spannungsmessungen.....	35
4.2.4 Numerische Simulationen	35
4.3 Bestimmung der Plasmakenngrößen	36
4.3.1 Gastemperatur	36
4.3.2 Plasmadurchmesser	37
4.3.3 Plasmadauer und elektrischer Plasmastrom.....	39
4.4 Bestimmung der Plasmaparameter.....	40
4.4.1 Elektronenenergieverteilungsfunktion	40
4.4.2 Ratenkonstanten	41
4.4.3 Elektronendichte	41
4.4.4 Elektrisches Feld	52
4.5 Bestimmung zeitlicher Verläufe der Wärmeleitung.....	53
4.5.1 Wärmeleitung im Gas.....	53
4.5.2 Wärmeleitung im Gewebe	53
4.6 Statistik.....	54
4.6.1 Beschreibende Statistik	54
4.6.2 Schließende Statistik	54
4.7 Gauß'sche Fehlerfortpflanzung	55
5. Ergebnisse und Diskussion	56
5.1 Entladungsprozess bei APC	56
5.1.1 Einführung	56
5.1.2 Applikationen	56
5.1.3 Mikrofotografie-Aufnahmen des Entladungsprozesses.....	58
5.1.4 Bestimmung der gemittelten Plasmaparameter.....	61
5.1.5 Interpretation des Entladungsprozesses.....	63
5.1.6 Überprüfung der Stickstoffbeimischung	65
5.1.7 Zusammenfassung.....	65
5.2 Plasmacharakterisierung bei einer kommerziellen Forced APC-Applikation.....	67
5.2.1 Bestimmung der Gewebeeffekte bei Forced APC.....	67
5.2.2 Charakterisierung der Plasmabedingungen	69

5.2.2.1 Bestimmung der Gastemperatur bei Forced APC	69
5.2.2.2 Einfluss der Gastemperatur auf den Gewebeseffekt.....	71
5.2.2.3 Bestimmung weiterer Plasmakenngrößen.....	73
5.2.2.4 Bestimmung der berechneten Plasmaparameter für Forced APC.....	74
5.2.3 Simulation der Plasma-Gewebebehandlung.....	75
5.2.3.1 Grundlagen für die Simulation	75
5.2.3.2 Ergebnisse der Simulation	77
5.2.3.3 Simulation der Gewebeerwärmung während eines Strompulses	78
5.2.3.4 Simulation des Kühlungsprozesses.....	79
5.2.4 Zusammenfassung.....	80
5.3 Untersuchung der polaritätsabhängigen APC-Spannungsapplikation	81
5.3.1 Untersuchung der Gewebeseffekte bei anodischer und kathodischer APC-Applikation	82
5.3.2 Ermittlung der elektrischen Parameter bei anodischer und kathodischer APC-Applikation ..	83
5.3.3 Untersuchung des Entladungsprozesses bei anodischer und kathodischer APC-Applikation	85
5.3.3.1 Mikrofotografie der anodischen APC-Applikation	85
5.3.3.2 Entladungsprozess der anodischen APC-Applikation.....	86
5.3.3.3 Mikrofotografie der kathodischen APC-Applikation	86
5.3.3.4 Entladungsprozess der kathodischen APC-Applikation.....	87
5.3.4 Zusammenfassung.....	88
5.4 Untersuchung einer Forced APC-Applikation mit Wassernebelunterstützung.....	90
5.4.1 Ermittlung der Gewebeseffekte bei wasserunterstützter APC.....	91
5.4.2 Bestimmung der prozentualen Zusammensetzung des Arbeitsgases.....	93
5.4.2.1 Mikrofotografie von den wasserunterstützten APC-Applikationen.....	93
5.4.2.2 Gastemperatur bei den wasserunterstützten APC-Applikationen.....	94
5.4.2.3 Prozentuale Zusammensetzung des Arbeitsgases	94
5.4.3 Bestimmung plasmacharakteristischer Kenngrößen	95
5.4.4 Plasmachemische Reaktionen für die Wassernebelbeimischung	97
5.4.4.1 Bestimmung der Plasmaparameter.....	98
5.4.4.2 Untersuchung des Einflusses von Sauerstoff	99
5.4.5 Kühlung und Stromdichte.....	104
5.4.6 Zusammenfassung.....	105
6. Zusammenfassung	106
7. Ausblick.....	109
7.1 Spannungsphasenabhängige Plasmacharakterisierung	109
7.2 Simulation.....	109

7.3 Umsetzung „neuartiger“ Plasmaanwendungen 109

Literatur 110

Liste der Abbildungen

2.1 Energieniveauschema für das Stickstoffmolekül [34].	6
2.2 Schema des Kanaldurchbruches der zur Funkenentladung führt für a) die erste Elektronenlawine, b) den positiven Streamer und c) den negativen Streamer [45].	9
2.3 Bild einer Glimmentladung. A- Astonischer Dunkelraum, B- Kathoden-Glimmhaut, C-Hittorfscher Dunkelraum, D-Kathoden-Glimmlicht (negatives Glimmlicht), E- Faradayscher Dunkelraum, F- Positive Glimmsäule [45].	11
2.4 Stromkreis bei der monopolarer APC-Technik [83]. I_{HF} – hochfrequenter Wechselstrom, HF – hochfrequente Wechselfspannung, NE – Neutralelektrode.	15
2.5 Stochastisch verteilte Plasmakanäle auf der Gewebeoberfläche bei einer APC-Anwendung. Hier: Forced APC 60 W, 1 l/min Argon, Abstand zum Gewebe 3 mm.	16
2.6 HF-Spannungsamplitudenverlauf in Abhängigkeit der eingestellten Leistung P_{ein} [96].	19
2.7 HF-Spannungsabfolge mit resultierendem HF-Strom durch die Plasmazündung von 350 kHz Pulsen mit einer Modulation von 20 kHz.	20
2.8 Einzelner HF-Spannungspuls mit resultierendem HF-Strom durch die Plasmazündung.	20
3.1 APC-Sonde: Außendurchmesser 2.3 mm, Innendurchmesser 1.5 mm, Länge 2.2 m (Ref.: 20132-156, ERBE Elektromedizin GmbH, Tübingen).	22
3.2 Geräteturm für die Plasmaapplikationsversuche.	23
3.3 Versuchsaufbau zur Aufnahme von optischen Emissionsspektren und zur Strom-Spannungsmessung.	24
3.4 a) Anschlüsse des Zweiweggleichrichters an den HF-Generator (HF), an das APC-Instrument sowie die Neutralelektrode. Polarität der HF-Spannung wird durch den Anschluss des APC-Instrumentes und die Neutralelektrode an + bzw. – festgelegt. b) schematischer Aufbau des Zweiweggleichrichters.	26
3.5 Strom-Spannungskennlinie bei Verwendung des Zweiweggleichrichters (ZWGR). Positive Polarität der Outputseite des ZWGR an das APC-Instrument und negative Polarität der Outputseite des ZWGR an die Neutralelektrode angeschlossen.	27
3.6 Strom-Spannungskennlinie bei Verwendung des Zweiweggleichrichters (ZWGR). Positive Polarität der Outputseite des ZWGR an die Neutralelektrode und negative Polarität der Outputseite des ZWGR an das APC-Instrument angeschlossen.	27
3.7 Versuchsaufbau für die wasserunterstützte APC Plasmabehandlung von Schweineniere. a) schematischer Aufbau, b) experimenteller Aufbau.	28
3.8 Versuchsaufbau für die Untersuchung der Beimischung von Sauerstoff zum Treibgas.	29
4.1 Ausmessung des erzielten Gewebeeffektes. Links – dreimalige Bestimmung des Koagulationsdurchmesser (D_1 , D_2 , D_3) des Gewebeeffektes auf der Gewebeoberfläche, rechts – Bestimmung der maximalen Eindringtiefe (L_{max}) der Gewebeschädigung durch einen mittigen Schnitt des Gewebeeffektes.	30

4.2 Plasmachemisches Modell: allgemeines Schema der Energieniveaus und Prozesse für die OES-diagnostische Anwendung von $N_2(C-B)$ und $N_2^+(B-X)$. $N_2(X)$ – Stickstoffmolekül im Grundzustand, $N_2(A)$ – Stickstoffmolekül im angeregten Zustand A, $N_2(B)$ – Stickstoffmolekül im angeregten Zustand B, $N_2(C)$ – Stickstoffmolekül im angeregten Zustand C, N_2^+ – alle möglichen Zustände des Stickstoffmolekülon, $N_2^+(X)$ – Stickstoffmolekülon im Grundzustand, Ar – Argonatom, Ar* - angeregtes Argonatom.	33
4.3 Referenzaufnahme zur Bestimmung der Pixelgröße bei Mikrofotografie.	34
4.4 Spannungsverläufe für die applizierte HF-Spannung bei Plasmazündung und das vom Pulsgenerator abgegebene Spannungssignal an die Hochgeschwindigkeitskamera zum Start der Bildaufnahme.	34
4.5 Überlagerung der Stickstoffmolekülbande $N_2(C-B,0-0)$ durch $NH(A-X)$ im experimentell aufgenommenen Spektrum. <i>Hier: experimentelles Spektrum einer Forced APC 60 W, 1 l/min Applikation.</i>	36
4.6 Bestimmung der Gastemperatur anhand der Rotationsbandenverteilung der Stickstoffmolekülbande $N_2(C-B,0-0)$ und $N_2(C-B,0-1)$ im experimentell aufgenommenen Spektrum.	37
4.7 Mikrofotografie-Aufnahme des Plasmakanals einer APC Anwendung auf Schweineniere. Mikrofotografie-Aufnahme ist invertiert dargestellt, um das Plasma besser sichtbar zu machen.	38
4.8 Radiale Intensitätsverteilung des APC Plasmakanals bestimmt mittels Mikrofotografie (■) und die berechnete Intensitätsverteilung des uniformen Plasmakanals (<i>grüne, gestrichelte Linie</i>).	38
4.9 Strompuls bei APC Plasmazündung. Ausmessung vom mittleren elektrischen Strom (I_{FWHM}) und der Plasmadauer (t_{int}) in der positiven Stromphase.	39
4.10 Skizze zur Teilchenan- und -abregung. n_0 – Grundzustand von Teilchen, n_1 – angeregter Zustand von Teilchen, n_e – Elektronendichte, k – Ratenkonstante, A – Einsteinkoeffizient, I – Intensität der Fotoemission	44
4.11 Plasmachemisches Modell zur Stickstoffan- und -abregung. $N_2(X)$ – Stickstoffmolekül im Grundzustand, $N_2(A)$ – Stickstoffmolekül im angeregten Zustand A, $N_2(B)$ – Stickstoffmolekül im angeregten Zustand B, $N_2(C)$ – Stickstoffmolekül im angeregten Zustand C, N_2^+ – alle möglichen Zustände des Stickstoffmolekülon, $N_2^+(X)$ – Stickstoffmolekülon im Grundzustand, $N_2^+(B)$ – Stickstoffmolekülon im angeregten Zustand B.	45
4.12 Plasmachemisches Modell zur An- und Abregung von metastabilen Argonatomen. Ar – Argonatom, Ar* - metastabiles Argonatom.	47
4.13 Grafische Lösung für das Gleichungssystem für Gl. (4.26, 4.28, 4.29) für eine APC-Plasmaentladung im Plasmagas Ar/ N_2 [96]. ■ - Verhältnis der Stickstoffemissionen Gl. (4.26), ▲ - Absolute Intensität von $N_2(C-B,0-0)$ Gl. (4.28), ● – Stromdichte Gl. (4.29).	51
4.14 Grafische Lösung für das Gleichungssystem für Gl. (4.26, 4.28, 4.29) für eine APC-Plasmaentladung im Plasmagas Ar/ N_2 [104]. ■ - Verhältnis der Stickstoffemissionen Gl. (4.26), ▲ - Absolute Intensität von $N_2(C-B,0-0)$ Gl. (4.28), ● – Stromdichte Gl. (4.29). Mit zusätzlichen Linien für die Konfidenzintervalle für die ermittelte Elektronendichte.	52
5.1 Darstellung der Zündspannung bei einer APC Applikation auf Schweineniere in einem Abstand von 2 mm für einen HF-Spannungspuls. <i>Blaue gestrichelte Linie</i> – rascher Stromanstieg.	57

5.2 HF-Spannung (schwarze Kurve) und Strom (rote Kurve) gemessen für die APC-Entladung auf Schweineniere. Forced APC 30 W 0.6 l/min Argon-Stickstoff-Gasgemisch, Abstand APC-Sonde zur Gewebeoberfläche $d = 2$ mm [123]. Die schattierten Regionen zeigen die Aufnahmefenster der Hochgeschwindigkeitskamera für die Aufnahmen in den verschiedenen Phasen der Abbildungen 5.3 - 5.5. Region 1 – HF-Spannung ist gleich der Durchbruchspannung, Stromfluss beginnt, Region 2 – HF-Spannung und Strom erreichen positiven Maximalwert und Region 3 – HF-Spannung und Strom erreichen negativen Maximalwert.	58
5.3 Invertierte Aufnahme des Plasmakanals bei der Zündung der APC Entladung (Region 1 in Abb. 5.2) auf Schweineniere. Forced APC 30 W 0.6 l/min Argon-Stickstoff-Gasgemisch, Abstand APC-Sonde zur Gewebeoberfläche $d = 2$ mm [135].	59
5.4 Invertierte Aufnahme der positiven Spannungsphase bei der APC-Entladung (Region 2 in Abb. 5.2). a) auf Schweineniere, b) auf Kupferelektrode. Forced APC 30 W 0.6 l/min Argon-Stickstoff-Gasgemisch, Abstand APC-Sonde zur Oberfläche $d = 2$ mm [135].	60
5.5 Invertierte Aufnahme der negativen Spannungsphase der APC-Entladung (Region 3 in Abb.5.2) auf Schweineniere. Forced APC 30 W 0.6 l/min Argon-Stickstoff-Gasgemisch, Abstand APC-Sonde zur Oberfläche $d = 2$ mm [135]. Die Intensität der Fotoemission während dieser Phase ist ungefähr eine Größenordnung (ein Zehntel) kleiner als die in der positiven Spannungsphase. Zu Verständniszwecken wurden die Intensität und der Kontrast dieser Aufnahme angepasst.	60
5.6 Räumliche Intensitätsverteilung der Entladung der positiven Spannungsphase (schwarz Kurve) und der negativen Spannungsphase (schwarz-gepunktete Kurve).	61
5.7 Elektronengeschwindigkeitsverteilungsfunktion (EVDF) simuliert für die APC-Entladung in Ar/N ₂ (0.95/0.05) auf Schweineniere (<i>rot</i>) und auf Kupferelektrode (<i>schwarz</i>) bei Forced APC 30 W 0.6 l/min [135]. Die blaue Linie zeigt die Elektronengeschwindigkeitsverteilungsfunktion für die APC-Entladung in Ar/N ₂ (0.991/0.009).	62
5.8 Versuchsaufbau für die Forced APC-Applikation auf Schweineniere in einem Abstand von 2 mm.	67
5.9 Erzielter Gewebeseffekt bei einer kommerziellen Forced APC-Applikation auf Schweineniere bei einer Applikationszeit von 3 Sekunden in einem Abstand von 2 mm. Gasflusseinstellung 1 l/min und Leistungseinstellung am elektrochirurgischen Generator von 30 W (a)), 60 W (b)) und 90 W (c)). Bilder in der oberen Reihe – Draufsicht auf den Gewebeseffekt, Bilder in der unteren Reihe – Schnitt durch den Gewebeseffekt.	68
5.10 Zeitlicher Kühlungsprozess des geheizten Plasmakanals. Forced APC 60 W 2.0 l/min auf Schweineniere im Abstand 2 mm.	70
5.11 Simulation der räumlichen Temperaturverteilung im Querschnitt vom luftumgebenden Nierengewebe vom Schwein durch einen Energieeintrag von 30 W ins Gewebe und einer Einwirkdauer von 3 Sekunden. Simuliert mit COMSOL Multiphysics®	77
5.12 Simulation des Gewebeblocks mit der räumlichen Temperaturverteilung im Querschnitt von wasserumgebendem Nierengewebe vom Schwein durch einen Energieeintrag von 30 W ins Gewebe und eine Einwirkdauer von 3 Sekunden. Simuliert mit COMSOL Multiphysics®	79
5.13 Spannungsformen der verschiedenen APC-Applikationen.	82

5.14 Strom-Spannungskennlinie für die APC-Applikation mit ausschließlich positiven Spannungsphasen (links, anodische APC) und mit ausschließlich negativen Spannungsphasen (rechts, kathodische APC).....	84
5.15 Invertierte Mikrofotografie-Aufnahmen für die erste positive (a)) und die zweite positive (b)) applizierte Spannungsphase bei der anodischen APC-Applikation auf Schweineniere in einem Abstand von 2 mm der APC-Elektrode zum Gewebe.....	85
5.16 Invertierte Mikrofotografie-Aufnahmen für die erste negative (a)) und die zweite negative (b)) applizierte Spannungsphase bei der kathodischen APC-Applikation auf Schweineniere in einem Abstand von 2 mm der APC-Elektrode zum Gewebe.....	87
5.17 Invertierte Mikrofotografie-Aufnahme des Plasmakanals bei Forced APC 60 W 1 l/min Ar/N ₂ mit seitlicher Wassernebelbeimischung 16 ml/min Aqua dest. auf Schweineniere in einem Abstand von 2 mm.	93
5.18 Strom-Spannungskennlinie für APC Applikation mit seitlicher Wassernebelbeimischung für Forced APC 60 W 1 l/min Ar/N ₂ und 16 ml/min Aqua dest. auf Schweineniere in einem Abstand von 2 mm.....	96
5.19 HF-Spannung für Standard APC (<i>schwarze Kurve</i>) und APC mit Sauerstoffbeimischung (0.1 l/min, <i>grüne Kurve</i>) mit zugehöriger Stromkennlinie (<i>rot gestrichelte Kurve</i>) für Forced APC 60 W 1 l/min Ar/N ₂ auf Schweineniere in einem Abstand von 2 mm. <i>Graue Kurve</i> – Leerlaufspannung ohne Plasmazündung.....	103

Liste der Tabellen

2.1 Einfluss von Temperatur auf das Gewebe nach [90].	17
2.2 Medizinische Indikationen mit den Empfehlungen zu den Leistungseinstellungen bei einer APC-Anwendung [28].	18
2.3 Vor- und Nachteile der APC [98].	21
3.1 Sprühwinkel der Sprühdüse in Abhängigkeit vom eingestellten Flüssigkeitsdurchsatz.	28
4.1 Plasmachemische Reaktionen und deren Ratenkonstanten für die Bestimmung der Dichte an molekularen Stickstoffionen im APC-Plasma.	43
4.2 Elektrische und thermische Eigenschaften des Nierengewebes vom Schwein [112]. σ – elektrische Leitfähigkeit, c – Wärmekapazität, k – thermische Leitfähigkeit, ρ – Massendichte.	53
5.1 Gemittelte Plasmaparameter für die positive Phase der HF-Spannung bei der APC-Applikation auf Schweineniere und auf Kupfer [135]. T_g – Gastemperatur, E/N – reduziertes elektrisches Feld, n_e – Elektronendichte, ε – mittlere kinetische Energie des Elektrons, T_e – mittlere Elektronentemperatur. Fehler für E/N und n_e 25% und 15%.	62
5.2 Ermittelte Gewebeeffekte für eine kommerzielle Forced APC-Applikation auf Schweineniere für 3 Sekunden Applikationsdauer in einem Abstand von 2 mm.	68
5.3 Ermittelte Gastemperaturen für die untersuchten Leistungs- und Gasflusseinstellungen bei einer kommerziellen Forced APC-Applikation mit einer flexiblen APC-Sonde (\varnothing 2.3 mm) auf Schweineniere in einem Abstand von 2 mm.	69
5.4 Ermittelte Plasmakenngrößen für die Forced APC-Applikation auf Schweineniere in einem Abstand von 2 mm. Die ermittelten Parameter: Plasmadauer, gemittelter Plasmastrom und Plasmadurchmesser beziehen sich auf die positive Phase des applizierten Spannungspulses. Fehler der Fotoemissionsintensität $I_{N_2(C-B,0-0)}$ von 10%. Gemessen wie in Kapitel 4 beschrieben.	73
5.5 Gemittelte Plasmaparameter für eine kommerzielle Forced APC-Applikation während der positiven Spannungsphase bei der Applikation auf Schweineniere in einem Abstand von 2 mm.	74
5.6 Ermittelte Widerstände der einzelnen Elemente des elektrischen Generatorstromkreises.	76
5.7 Resultierende Gewebeeffekte nach einer 3 sekündigen FORCED APC 60 W Applikation, 1 l/min Argon-Stickstoff-Gasgemisch (95%/5%) auf Schweineniere in einem Abstand von 2 mm der APC-Elektrode von der Gewebeoberfläche mit und ohne gleichgerichtete applizierte HF-Spannung.	82
5.8 Ermittelte Plasmakenngrößen für eine Forced APC-Applikation mit und ohne Gleichrichtung der applizierten HF-Spannung, 60 W maximale Leistungsabgabe, 1 l/min Argon-Stickstoffgasgemisch (95%/5%) auf Schweineniere im Abstand von 2 mm der APC-Sonde zur Gewebeoberfläche. T_g – Gastemperatur, I_{FWHM} – elektrischer Plasmastrom (Stromwert bei halben Amplitudenwert), d_p – Plasmadurchmesser.	84

5.9 Auflistung von wesentlichen chemischen Substanzen aus dem chirurgischen Rauchgas [135].	90
5.10 Resultierende Gewebefeffekte nach einer 3 sekundigen FORCED APC 60 W Applikation mit seitlicher Einsprühung von Aqua dest.. Plasmagasfluss: 1 slm Argon-Stickstoff-Gasgemisch (95%/5%), Schweineniere, Abstand von 2 mm der APC-Elektrode von der Gewebeoberfläche.	92
5.11 Plasmadurchmesser für unterschiedliche Flüssigkeitsmengen, die im Forced APC Mode bei 60 und W 1 l/min Ar/N ₂ Plasma seitlich eingesprüht wurden.	93
5.12 Gastemperatur für unterschiedliche Flüssigkeitsmengen, die im Forced APC Mode bei 60 und 1 l/min Ar/N ₂ Plasma seitlich eingesprüht wurden.	94
5.13 Prozentuale Zusammensetzung des Plasmagases für unterschiedliche Flüssigkeitsmengen, die im Forced APC Mode bei 60 und 1 l/min Ar/N ₂ Plasma seitlich eingesprüht wurden.	95
5.14 Ermittelte plasmacharakteristische Kenngrößen für unterschiedliche Flüssigkeitsmengen, die im Forced APC Mode bei 60 und 1 l/min Ar/N ₂ Plasma seitlich eingesprüht wurden. Die plasmacharakteristischen Kenngrößen wurden während der positiven Spannungsphase des applizierten Spannungspulses bestimmt.	96
5.15 Ermittelte Plasmaparameter für unterschiedliche Flüssigkeitsmengen, die im Forced APC Mode bei 60 und 1 l/min Ar/N ₂ Plasma seitlich eingesprüht wurden. Die plasmacharakteristischen Kenngrößen wurden während der positiven Spannungsphase des applizierten Spannungspulses bestimmt. Die Elektronendichte ist hierbei mit einem Fehler von 15% und das reduzierte elektrische Feld sowie das elektrische Feld mit einem Fehler von 25% behaftet.	99
5.16 Experimentell ermittelte plasmacharakteristische Kenngrößen für die Forced APC Applikation mit Sauerstoffbeimischung. Maximale Leistung des Generators 60 W, Schweineniere, Abstand 2 mm.	101
5.17 Plasmaparameter für die APC Plasmaapplikation mit Sauerstoffbeimischung während der positiven Spannungsphase. Schweineniere, Abstand 2 mm.	102
5.18 Gewebefeffekte für die APC Plasmaapplikation mit Sauerstoffbeimischung bei Forced APC 60 W auf Schweineniere, 3 Sekunden Applikation, Abstand 2 mm.	103

Abkürzungen

A	Elektronenbesetzungsniveau	-
A, A'	Einsteinkoeffizient	s ⁻¹
AC	Wechselstrom (<i>alternating current</i>)	A
APC	Argon Plasma Koagulation (<i>argon plasma coagulation</i>)	-
APGD-t	Atmospheric pressure glow discharge – torch	-
APPJ	Atmospheric pressure plasma jet	-
Aqua demin.	demineralisiertes Wasser	-
B	Elektronenbesetzungsniveau	-
B1	Wahrscheinlichkeit der vibratorischen Verteilung von N ₂ (C-B) bei Anregung durch Stoßprozesse mit N ₂ (C)	-
B2	Wahrscheinlichkeit der vibratorischen Verteilung von N ₂ (C-B) bei Anregung durch Stoßprozesse mit N ₂ (B)	-
B3	Wahrscheinlichkeit für Aufspaltung der vibratorischen Verteilung der Elektronen im Zustand N ₂ (C)	-
B4	Faktor für die Ungenauigkeit des Wirkungsquerschnittes von N ₂ (A)	-
c	spezifische Wärmeleitfähigkeit	W·m ⁻¹ ·K ⁻¹
C	Elektronenbesetzungsniveau	-
C	Konstante	-
CCD	Charged coupled device	-
CPC	Cold Plasma Coagulation	-
d	Abstand zwischen der APC-Sonde und dem Gewebe	mm
d _L	Durchmesser der Austrittsöffnung der Lochblende	mm
D	Diffusionskonstante	cm ² ·s ⁻¹
ØD	mittlerer Koagulationsdurchmesser	mm
D1, D2, D3	experimentell bestimmte Koagulationsdurchmesser	mm
DBD	Dielectric barrier discharge	-
DBE	Dielektrische Barriere Entladung	-
DC	Gleichstrom (<i>direct current</i>)	A
d _p	Plasmadurchmesser	µm
ØD	mittlerer Koagulationsdurchmesser	mm
e	Elektron	-
E	elektrisches Feld	V·cm ⁻¹
EHT	Elektrohydrothermosation	-
E/N	reduziertes elektrisches Feld	Td
EVDF	Elektronengeschwindigkeitsverteilungsfunktion (<i>electron velocity distribution function</i>)	eV ^{-3/2}
FWHM	Halbwertsbreite (<i>full width at half maximum</i>)	-
Γ _{M,z}	Gasteilchenfluss in z-Richtung	cm ⁻² ·s ⁻¹
G	Geometrischer Faktor	-
HF	Hochfrequenz (<i>high frequency</i>)	-
I	Intensität der Strahlungsemission	Photon·s ⁻¹ ·cm ⁻³
I _{FWHM}	Strom bei halber Amplitude	A
I(r)	Intensität in radialer Richtung	Counts
j	elektrische Stromdichte	A·cm ⁻²
k	Ratenkonstante	cm ³ ·s ⁻¹
k	thermische Leitfähigkeit	W·m ⁻¹ ·K ⁻¹
K	Rate	cm ³ ·s ⁻¹
k _B	Boltzmann Konstante	1.38·10 ⁻²³ J·K ⁻¹
L _{max}	maximale Eindringtiefe	mm
M	Maseteilchen	-
m _e	Elektronenmasse	kg

N	Anzahl an Versuchen	-
N	Teilchendichte	cm ⁻³
N _A	Loschmidtsche Zahl	6.23·10 ²³ mol ⁻¹
n _e	Elektronendichte	cm ⁻³
OES	Optische Emissionsspektroskopie	-
p	Druck	Pa
p-Wert	Überschreitungswahrscheinlichkeit	-
P _{Gesamt}	Gesamtleistung	W
P _{Gewebe}	ins Gewebe eingetragene Leistung	W
P _{Kathodenfall}	Leistung zur Aufrechterhaltung des Stromflusses im Kathodenfall	W
P _{posSäule}	Leistung zur Aufrechterhaltung des Stromflusses in der positiven Säule	W
P _{Sonde}	Leistung zur Heizung des metallischen Zünddrahtes und des Zündplättchens der APC-Sonde	W
PTFE	Polytetrafluoroethylen	-
q	Quenching	-
Q	Quenching-Faktor	-
Q	Wärmeenergie	J
ρ	gewebsspezifische Dichte	g·cm ⁻³
r	finiter Radius	m
r	radiale Richtung	m
r ₀	initialer Radius	m
R	Spektrale Auflösung	-
R	Radius der Gewebeschädigung	m
R _i	Verhältnis molekularer Stickstoffionendichte zur Gesamtionendichte	-
R _{Gesamt}	Gesamtwiderstand	Ω
R _{Gewebe}	Widerstand des Gewebes	Ω
R _{Kathodenfall}	Widerstand des Kathodenfalls	Ω
R _{posSäule}	Widerstand der positiven Säule	Ω
R _{Sonde}	Widerstand des metallischen Zünddrahtes und des Zündplättchens der APC-Sonde	Ω
σ	Leitfähigkeit des Gewebes	S·cm ⁻¹
σ	Wirkungs- bzw. Stoßquerschnitt	cm ²
S	molare Entropie	J·K ⁻¹ ·mol ⁻¹
t	Zeit	s
T	Temperatur	K
t _{Aktivierung}	APC Aktivierungsdauer	s
TC	Thermal Coagulator	-
T _e	Elektronentemperatur	K
τ _{frequenz}	Wiederholungsrate der Spannungspulse	s ⁻¹
T _g	Gastemperatur	K
t _{int}	Plasmadauer	s
t _{Plasma}	Plasmaapplikationsdauer	s
t _{puls}	Pulsdauer	s
UV	Ultraviolettstrahlung	-
v	Geschwindigkeit	cm·s ⁻¹
V	behandeltes Gewebevolumen	cm ³
v _d	Driftgeschwindigkeit der Elektronen	cm·s ⁻¹
V _p ^{obs}	aktives Plasmavolumen (<i>observed plasma volume</i>)	cm ³
VUV	Vakuultraviolettstrahlung	-
ZWGR	Zweiweggleichrichter	-

α	Irrtumswahrscheinlichkeit/ Signifikanzniveau	-
Δ	Differenz	-
φ	Ablenkwinkel	°
ε	kinetische Energie	J
Σ	Summe	-
\emptyset	Durchmesser	-
λ	Wellenlänge	nm
$\Lambda(T)$	Temperaturleitfähigkeit	$\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
∇	Differenzialoperator Nabla im Phasenraum	-

Chemische Bezeichnungen

Ar	Argonatom
Ar^+	Argonion
Ar^*	angeregtes Argonatom
Ar_2^+	molekulares Argonion
CN	Cyano
CO_2	Kohlenstoffdioxid
H^-	negatives Wasserstoffatom
H_2	molekularer Wasserstoff
H_2O	Wasser
N_2	molekularer Stickstoff
N_2^+	molekulares Stickstoffion
N_4^+	vier-atomiges molekulares Stickstoffion
NaCl	Natriumchlorid
NH	Stickstoff-Wasserstoff-Radikal
NO	Stickstoffmonoxid
O	atomarer Sauerstoff
O^-	atomares Sauerstoffion
O_2	molekularer Sauerstoff
O_2^-	molekulares Sauerstoffion
O_3	Ozon
OH	Hydroxyradikal

Zusammenfassung

Die Argonplasma-Koagulation (APC), die sich im Bereich medizinischer Anwendungen zur Koagulation, Devitalisierung und Reduktion von Gewebe z.B. von Tumorgewebe etabliert hat, ist in Hinblick auf den plasmainduzierten thermischen Gewebeschaden in Abhängigkeit von der Applikationsdauer und anderen einstellbaren Parametern wie dem Gasfluss u.a. bereits untersucht.

Derzeit ist der Einfluss, den das erzeugte Plasma und dessen Bestandteile, wie Elektronen, geladene und angeregte Teilchen usw. auf das Gewebe haben, nicht bekannt.

In dieser Arbeit wird der Einfluss des Plasmas auf den Gewebeseffekt mittels verschiedenster Diagnoseverfahren, wie optischer Emissionsspektroskopie, Mikrofotografie, Strom-Spannungsmessung und numerischer Simulation untersucht. Dabei erfolgt die Untersuchung des Plasmas über die Ermittlung der plasmaspezifischen Kenngrößen und der Plasmaparameter. Die Kombination der ermittelten Kenngrößen und Plasmaparameter mit den erzielten Gewebeseffekten für die zugehörige Plasmaanwendung bietet die Möglichkeit den Einfluss des Plasmas auf das Gewebe zu beurteilen.

Die Charakterisierung des Plasmas ergab, dass die Plasmaparameter wie Elektronendichte und Elektronenverteilungsfunktion keinen signifikanten Einfluss auf den Gewebeseffekt haben. Der Gewebeseffekt wird vielmehr durch die plasmaspezifischen Kenngrößen wie den elektrischen Strom, den Plasmadurchmesser und die Plasmadauer, beeinflusst.

Durch die Untersuchung der APC konnte zudem der Entladungsmechanismus ermittelt werden, der für jede APC-Applikation, des hier eingesetzten APC-Systems der Firma ERBE Elektromedizin GmbH, identisch ist. Dabei handelt es sich um eine Funkenentladung, die sich während der positiven Spannungsphase eines jeden applizierten Spannungspulses ausbildet, nachdem ein Streamerkanal den Spalt zwischen der APC-Elektroden spitze und der Gewebeoberfläche überbrückt hat. Die Funkenentladung geht bereits während der positiven Spannungsphase in eine Glimmentladung über. Die Entladung bricht beim Wechsel der Spannungspolarität zusammen. Mit dem Vorliegen der negativen Spannungsphase liegt wiederum eine Glimmentladung vor, bei der sich jedoch ein negatives Glimmlicht auf der APC-Elektrode beobachten lässt.

Des Weiteren üben ins Plasma eindiffundierende Substanzen wie z.B. Sauerstoff und Wasser einen entscheidenden Einfluss auf die Plasmaparameter aus. Die genannten Substanzen beeinflussen vorrangig die im Plasma vorhandenen Spezies, wobei u.a. die Bildung von Radikalen und negativen Ionen resultiert, die vor allem zur Erhöhung des elektrischen Feldes und zur Reduktion der Elektronendichte im Plasma führt. Dies hat wiederum einen Einfluss auf das Zündverhalten, wobei durch die Erhöhung des reduzierten elektrischen Feldes eine verzögerte Zündung zu beobachten ist. Außerdem führt die Zugabe von Wasser ins Plasma zu einer Flüssigkeitsfilmbildung auf der Gewebeoberfläche, die ihrerseits während der Plasmabehandlung das Gewebe kühlt und vor Überhitzung schützt.

Zusätzlich ergaben die Untersuchungen des Plasmas, dass die Eindiffusion von Stickstoff ins Plasma bei den hier untersuchten Konzentrationen keinen signifikanten Einfluss auf die Plasmaparameter und auf den Grad der Gewebeschädigung hat.

Abstract

Argon plasma coagulation (APC), which is established in the field of medical applications for coagulation, devitalization, and reduction of tissue e.g. of tumorous tissue, was explored with regard to the plasma-induced thermal tissue damage as a function of application time and other parameters. At present, the influence of the produced plasma and its components, like electrons, charged and excited particles etc., on the tissue is not known.

In this work, the influence of the plasma on the tissue effect is investigated with different diagnostic procedures, like optical emission spectroscopy, microphotography, current-voltage measurement, and numerical simulation. The plasma is examined by the determination of plasma-specific characteristics and plasma parameters. The combination of the determined characteristics and plasma parameters with the tissue effect assisted to the plasma application, offers the opportunity to increase the understanding of the influence of the plasma to the tissue. The characterization of the plasma showed that the plasma parameters, like electron density and electron distribution function have no significant influence on the tissue effect. The tissue effect is mostly influenced by plasma-specific characteristics, like electrical current, plasma diameter, and plasma duration.

With the investigation of APC, the discharge process, which is for every APC application the same, was determined. There, it was found that a spark discharge occurs during the positive voltage phase of every applied voltage pulse, due to streamer channel propagation between the tip of the APC electrode and the tissue surface. The spark discharge passes into a glow discharge at the end of the positive voltage phase. The discharge extinguishes when the polarity of the voltage changes. During the negative voltage phase, a glow discharge however with a negative glow on the APC electrode is seen.

Furthermore, it was found that the plasma parameters are crucially influenced by substances, like oxygen and water, which diffuse into the plasma. The substances influence the species inside the plasma at priory. There, the production of radicals and negative ions leads to an increase of the electrical field and a decrease of the electron density.

Also, the addition of water to the plasma builds a fluid film on the tissue surface, which therefore cools and prevents the tissue from overheating.

It was found further that the diffusion of nitrogen into the plasma in the presented concentrations has no significant influence neither on the plasma parameters nor on the tissue effect.

1. Einleitung

„Plasma“, das von Irving Langmuir 1928 geprägte Wort, bezeichnet in der Physik ein ionisiertes Gas während es in Biologie sowie der Medizin das die Zellbestandteile umgebende Medium kennzeichnet. Es wird in der Physik auch als 4. Aggregatzustand bezeichnet. Der Begriff Plasma hat in der Physik und in der Biologie/Medizin die Gemeinsamkeit, dass die vorhandenen Bestandteile frei beweglich sind. Für die Physik sind die Bestandteile des Plasmas die Elektronen, neutralen, angeregten, ionisierten und geladenen Teilchen, die sich im „Plasma“ frei bewegen. In der Biologie/Medizin hingegen sind es die Zellorganellen wie die zahlreichen Mitochondrien, Ribosomen, Lysosomen, Peroxysomen sowie der Zellkern, die frei im Zellplasma schwimmen.

Die Erforschung von Plasmen wie Ätz- oder Sterilisationsplasmen, die zu den technischen Plasmen zählen, sowie natürlich vorkommende Plasmen wie Sterne, atmosphärische Blitze oder Polarlichter wird stetig vorangetrieben, ebenso führt die Erforschung des biologischen Zellplasmas ständig zu neuen Ergebnissen. Plasmen werden hierin nicht immer strikt in technisch, natürlich oder biologisch vorkommende unterteilt. Seit längerem kristallisiert sich ein Bereich heraus, der die Anwendung von technischen Plasmen auf dem biologisch-medizinischen Sektor, zur Behandlung u.a. von biologischen Zellen, verbindet. Dieser Bereich wird als Plasmamedizin bezeichnet. Hier werden Plasmen beschrieben, die im medizinischen Alltag eingesetzt, entwickelt und erforscht werden.

Die Spanne der Plasmamedizin reicht dabei von Plasmen für

- die Wundversorgung in Hinblick auf die Behandlung chronischer Wunden [1,2,3,4],
- für die Sterilisation und Desinfektion von keimfreien medizinischen Instrumenten [5,6] bzw. keimarmen biologischen Oberflächen [7,8],
- für die Dermatologie zur Behandlung von Hauterkrankungen und –reizungen [9],
- für den Bereich der Zahnheilkunde bei dem einerseits die Parodontoseprophylaxe [10] im Vordergrund steht und andererseits die Aufhellung des Zahnschmelzes [11] aus kosmetischer Sicht unterstützt wird, zur Entfernung von Biofilmen auf Zähnen, die mit der konventionellen Zahnbürste nur schwer zugänglich sind

bis hin zu

- Plasmen in der Chirurgie, die bei der Behandlung von bspw. tumorösen Gewebe [12], zur Infektionskontrolle oder Blutstillung [13,14]

ihren Einsatz finden.

Dabei werden häufig atmosphärische Plasmen eingesetzt, die sowohl bei offenchirurgischen als auch bei endoskopischen chirurgischen Eingriffen angewendet werden. Hier liegt das Ziel darin das Gewebe mittels eines Plasmastrahls zu devitalisieren, zu koagulieren und gegebenenfalls karzinogenes Gewebe derart zu schädigen, dass es vom Organismus selbstständig abgebaut wird.

Ein solches chirurgisches Plasma ist die Argonplasma-Koagulation, *kurz* APC. Die APC gibt dem Arzt die Möglichkeit, mittels eines bläulich leuchtenden Argonplasmastrahls neben der Devitalisierung [15] auch eine Koagulation [16] des Gewebes kontrolliert und bedingt tiefenlimitiert durchzuführen [17]. Durch die relativ gute Tiefenlimitierung der APC, die

geringeren Kosten und das einfachere Handling konnte sich diese Form der Plasmabehandlung des Gewebes gegenüber dem LASER u.a. in der Endoskopie etablieren. Der Vorteil der APC liegt dabei in der Minimierung der plasmainduzierten Schädigung von tiefergelegenen und umgebenden Gewebestrukturen.

Bei den chirurgischen APC-Anwendungen spielt die medizinische Indikation eine entscheidende Rolle. Je nach patientenindividueller Indikation wird vom Arzt eine angepasste Einstellung für die Plasmabehandlung des Gewebes gewählt [18,19,20]. Teilweise kommt es beim Einsatz dieser patientenindividuellen Einstellung während der Plasmabehandlung zu unerwünschten Effekten, wie etwa der Karbonisation (*Verkohlung*) des Gewebes und der Rauchgasbildung [21]. Grund hierfür kann eine zu energiereiche APC-Applikation sein. Weiterhin kann es aufgrund des Vorhandenseins von atmosphärischen Gasen (z.B. Sauerstoff) im Operationssitus zu negativen Effekten, wie „Sekundenfeuer“ [22] und Explosionen [23,24,25,26,27] kommen.

Das Ausmaß dieser negativen Effekte hinsichtlich des erwünschten Gewebeeffektes wurde bereits in zahlreichen Studien in Abhängigkeit von den unterschiedlichsten Parametern wie eingestellter Leistung am elektrochirurgischen Generator [28,29,30], Gasfluss des Treibgases Argon [30,31], Abstand des APC-Instrumentes von der Gewebeoberfläche [29,30] und der Applikationsdauer [28,29,30] untersucht.

Der Einfluss der genannten Parameter (eingestellte Leistung, Gasfluss, Abstand) auf den Gewebeeffekt konnte dabei gefunden werden. Offen ist nach dem derzeitigen Untersuchungsstand der Einfluss des erzeugten Plasmakanal mit seinen charakteristischen Kenngrößen auf das Gewebe.

Motivation

Ziel dieser Arbeit ist es, APC-Applikationen auf biologischem Gewebe plasmatechnisch zu charakterisieren und im Hinblick auf den resultierenden Gewebeeffekt zu untersuchen. Dadurch sollen Einflussfaktoren gefunden werden, die es ermöglichen, den resultierenden Gewebeeffekt bei einer APC Behandlung vorab abzuschätzen bzw. einzustellen. Hierdurch wäre eine individuell abgestimmte Plasmabehandlung auf die medizinische Indikation des Patienten noch besser als bisher möglich.

Zusätzlich zu der Bestimmung der Auswirkung von Plasmaparametern wie Elektronendichte und plasmacharakteristische Kenngrößen wie z.B. die Gastemperatur, soll der Entladungsmechanismus (Funken-, Lichtbogen, oder Glimmentladung) geklärt werden.

Zu diesem Zweck wird für die APC Behandlung ein kommerziell erhältliches APC-System der Firma ERBE Elektromedizin GmbH, Tübingen mit einer flexiblen APC-Sonde verwendet. Die Untersuchung setzt sich aus einer plasmatechnischen Charakterisierung des Plasmakanals mittels verschiedenster diagnostischer Verfahren und einer Beurteilung des resultierenden Gewebeeffektes mittels Lichtmikroskopie zusammen. Die diagnostischen Verfahren wie die quantitative optische Emissionsspektroskopie (OES), Mikrofotografie und numerische Simulation werden dabei in Kombination verwendet und durch Strom-Spannungsmessung unterstützt.

Weiterhin werden Faktoren wie die Eindiffusion von atmosphärischen Gasen, wie Stickstoff und Sauerstoff sowie der Einfluss von Flüssigkeit im Operationssitus auf das APC Plasma und den Gewebeeffekt untersucht.

Die Arbeit ist dabei wie folgt gegliedert:

Kapitel 1 dient als Einführung in die Arbeit und benennt allgemeine theoretische Grundlagen zu Plasmen, Entladungsmechanismen in Plasmen und Plasmaquellen, die sich in medizinischen Bereichen etabliert haben. Dabei wird darauf verwiesen, dass Plasmen auch in der Chirurgie Anwendung finden, u.a. das APC-Plasma, welches in dieser Arbeit hauptsächlich untersucht wird.

In **Kapitel 2** wird ein Überblick über die in der Medizin verwendeten atmosphärischen Plasmaquellen gegeben. Dabei wird die APC detailliert beschrieben. Des Weiteren wird der resultierende Gewebeeffekt der APC in Abhängigkeit von mehreren bereits bekannten Einflussfaktoren erklärt.

In **Kapitel 3** werden die Experimente beschrieben, die für die plasmatechnische Charakterisierung der APC durchgeführt wurden.

In **Kapitel 4** werden die hierbei eingesetzten Messmethoden gezeigt.

In **Kapitel 5** alle Ergebnisse zu den durchgeführten Experimenten beschrieben, ausgewertet und diskutiert.

In **Kapitel 6** werden die durchgeführten Experimente und die gewonnenen Ergebnisse zusammengefasst.

Ein Ausblick über Folgeexperimente wird in **Kapitel 7** gegeben.

2. Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel wird eine Übersicht über grundlegende Eigenschaften von Plasmen und Entladungsprozessen gegeben. Weiterhin wird ein Überblick über in der Medizin verwendete technische Plasmen gegeben, wobei die in dieser Arbeit untersuchte Argonplasma-Koagulation detailliert beschrieben wird.

2.1 Plasmen

Ein grundlegendes Merkmal von Plasmen ist, dass sie, mit Ausnahme von den Plasmarandregionen, quasineutral sind. Das bedeutet, dass im Plasmavolumen ein Gleichgewicht von negativen und positiven Ladungsträgern vorliegt.

- *Teilchen im Plasma*

Die negativen Ladungsträger können hierbei Elektronen sowie negative Ionen (Anionen) sein, wobei die positiven Ladungsträger positiv geladene Ionen (Kationen) darstellen. Die im Plasma befindlichen Elektronen bezogen auf ein definiertes Volumen werden als Elektronendichte bezeichnet n_e (in cm^{-3}).

Weiterhin befinden sich im Plasma neutrale und angeregte Teilchen. Diese Teilchenarten werden zusammen mit den Ionen als Schwerteilchen eines Plasmas bezeichnet. Der Unterschied der Schwerteilchen gegenüber den im Plasma befindlichen Elektronen ist deren Masse. Da die Elektronen wesentlich kleiner und leichter sind als die Schwerteilchen, können sie im vorliegenden elektrischen Feld des Plasmas stark beschleunigt werden. Bei dieser Beschleunigung kommt es zu Stößen mit Schwerteilchen, was zu Anregungs-, Ionisations-, Dissoziations- und Rekombinationsprozessen führen kann. Das Resultat dieser Prozesse ist die Energieabgabe der Elektronen an die Schwerteilchen, wodurch die Elektronen an Energie verlieren.

Aufgrund der im Plasma vorkommenden elastischen Stöße, existiert im Plasma eine Elektronenenergieverteilungsfunktion EEDF (electron energy distribution function, $f_{\text{EEDF}}(E)$), die Auskunft über den im Plasma vorhanden Energieinhalt der Elektronen gibt. Durch den direkten Zusammenhang der Elektronenenergie mit deren kinetischer Energie und somit der Geschwindigkeit der Elektronen existiert für jedes Plasma eine charakteristische Elektronengeschwindigkeitsverteilungsfunktion EVDF (electron velocity distribution function, $f_{\text{EVDF}}(E)$). Beide Funktionen sind vom vorherrschenden elektrischen Feld abhängig und können zur Bestimmung der Elektronentemperatur T_e (in K) und der Kenngrößen, die die plasmachemischen Prozesse beschreiben, dienen. Die genannten Größen n_e , EEDF, EVDF und T_e werden dabei als Plasmaparameter bezeichnet, die für jedes Plasma charakteristisch sind.

- *Ratenkonstante*

Die beschreibende Kenngröße dieser Prozesse in einem Plasma ist die Ratenkonstante. Die Ratenkonstante ist abhängig von der Elektronentemperatur und von der Gastemperatur T_g (in K) im Plasma, da diese beiden Temperaturen bezeichnend für die kinetische Energie der Stoßpartner im Plasma sind.

- *Gastemperatur*

Die Gastemperatur, als eine plasmaspezifische Kenngröße, ist dabei die Temperatur der neutralen Schwerteilchen, die durch die inelastischen Stöße der im Plasma befindlichen Teilchen zustande kommt, und ist für nicht-thermische Plasmen wesentlich kleiner als die Elektronentemperatur. Da sich anhand der Gastemperatur die mittlere kinetische Energie der Schwerteilchen abschätzen lässt, ist sie eine Kenngröße, die das Plasma und vor allem die im Plasma vorliegenden chemischen Prozesse beschreibt. Zu diesem Zweck wird die Gastemperatur bei den hier gezeigten Versuchen zur Plasmacharakterisierung ermittelt.

Bei atmosphärischen Plasmen kann die Gastemperatur aus der Intensitätsverteilung der Rotationslinien der Schwingungsbanden von zweiatomigen Molekülen, wie N_2 , OH, CN u.a. bestimmt werden. In den hier gezeigten Experimente wird die Rotationsverteilung im Emissionsspektrum der Stickstoffmolekülbande $N_2(C-B,0-0)$ herangezogen (Abb. 2.1).

Die Idee hinter der Verwendung der Rotationsverteilung ist, dass die für den Grundzustand eines Moleküls (wird mit X bezeichnet) vorliegende Besetzung der Rotationsniveaus durch Elektronenstoß in einem angeregten Niveau (Niveau A, B, C, etc.) abgebildet wird (siehe Abb. 2.1).

Diese Rotationsbesetzung der angeregten Niveaus ermöglicht bei spontaner Abregung dieses angeregten Niveaus den Rückschluss auf die Besetzung der Rotationsniveaus des Grundzustandes des betrachteten Moleküls. Aufgenommen und ausgewertet wird diese spontane Abregung mittels der ausgesandten Fotoemission, die anhand eines optischen Emissionsspektrums detektiert wird [32,33]. Die optischen Emissionsspektren können experimentell für die zu untersuchenden APC Plasmen aufgenommen werden, dadurch kann die Rotationstemperatur bestimmt werden. Für eine genauere Beschreibung der Bestimmung der Gastemperatur siehe Kapitel 4.

Die Emissionsstrahlung wird dabei durch den Übergang eines Elektrons vom höheren (bspw. C) zu einem niedrigeren Energieniveau (bspw. B) gekennzeichnet, z.B. $N_2(C-B,0-0)$. Hierbei gibt der Ausdruck 0-0 den vibratorischen Übergang der Elektronen vom Energieniveau C zu B an.

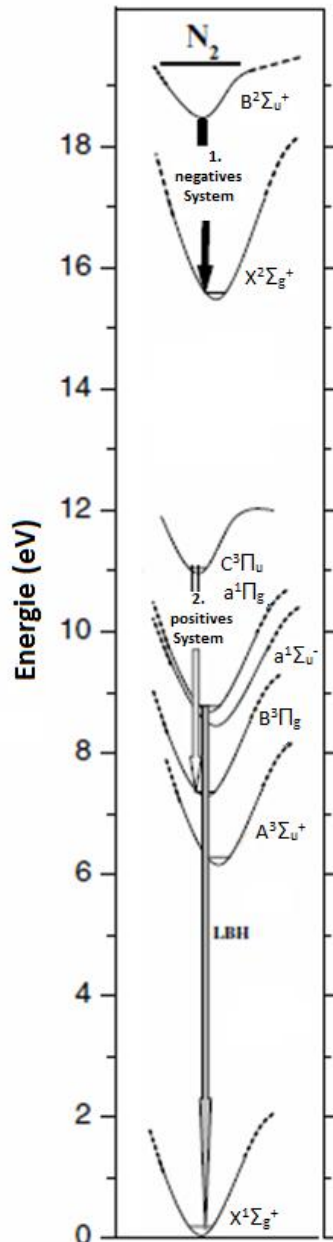


Abb.2.1: Energieniveauschema für das Stickstoffmolekül [34].

Da die Rotationsniveaus des Grundzustandes durch Teilchenstöße von schweren Teilchen, wie Atomen oder Molekülen bevölkert werden, spiegelt die Rotationstemperatur gleichzeitig die vorherrschende Gastemperatur des Plasmas wider [33]. Dies gilt für atmosphärische Plasmen, da aufgrund von schnellen Rotationsrelaxationen bei atmosphärischem Druck hier die rotatorischen und translatorischen Freiheitsgrade gleiche Temperaturen aufweisen [35].

- *Weitere plasmaspezifische Kenngrößen*

Weitere plasmaspezifische Kenngrößen sind der elektrische Plasmastrom, der durch die im Plasma frei beweglichen Ladungsträger transportiert wird, der Plasmadurchmesser, die Plasmadauer und die Intensität der Fotoemission, die vom Plasma abgegeben wird. All diese plasmaspezifischen Kenngrößen sind abhängig von den vorliegenden Plasmametern und werden für die hier gezeigten Experimente ermittelt. Die Gesamtheit aller Plasmametern und aller plasmaspezifischen Kenngrößen wird als Plasmabedingung zusammengefasst.

- *Plasmacharakterisierung*

Um die chemischen und physikalischen Eigenschaften eines Plasmas erklären oder vorhersagen zu können, ist es notwendig die Plasmaparameter zu bestimmen. Dazu kann für Atmosphärendruckplasmen die optische Emissionsspektroskopie verwendet werden, weil hier die Intensitäten der im Plasma emittierten Linien (oder molekularen Banden) Funktionen der Elektronendichte und der Elektronenverteilung darstellen. Bei der OES werden optische Übergänge von Teilchen eines angeregten höheren Energieniveaus zu einem niedrigeren Energieniveau (siehe Abb. 2.1) benutzt [36]. Wichtig dabei ist, dass die optischen Übergänge mit einer ausreichend hohen Wahrscheinlichkeit (*Einsteinkoeffizient*), für unterschiedliche Energien der angeregten Niveaus und für bekannte Anregungsquerschnitte stattfinden. Außerdem müssen die Anregungsmechanismen für diese Niveaus unter den vorherrschenden Plasmabedingungen bekannt sein. Diese Forderungen an die Teilchen werden bei Edelgasplasmen, wie es die APC-Applikation darstellt, aufgrund der unbekannt Besetzung von metastabilen und resonanten Energieniveaus bei Atmosphärendruck nicht erfüllt. Aus diesem Grund müssen diesem Plasma Beimischungen von Testgasen (z.B. Stickstoff) [36,37] zugefügt werden. Auch für den Einsatz von Stickstoff als Diagnosegas ist die Zahl an optischen Übergängen, die für die Diagnostik verwendet werden können, sehr begrenzt (2 – 3). Infolge dessen ist es nicht möglich ein detailliertes Profil der Elektronenenergieverteilungsfunktion zu bestimmen. Die Maxwellverteilungsfunktion [38] kann in diesem Fall zwar angewendet werden, um die Verteilung der Elektronen im Plasma wiederzugeben, ist aber eine sehr grobe Näherung für ein Atmosphärendruckplasma.

Weiterhin können die Plasmaparameter für bekannte Plasmabedingungen durch die Lösung der Boltzmann- und Poisson-Gleichung [38] bestimmt werden. Da jedoch die Plasmabedingung oftmals nicht definiert (besonders bei technischen Plasmen) und zudem die Ratenkonstanten und Stoßquerschnitte nicht bekannt sind, müssen mehrere Annahmen bei den Berechnungen der Plasmaparameter getroffen werden. Diese Annahmen machen die Berechnung der Plasmaparameter nicht zuverlässig, wodurch ein Abgleich mit experimentellen Daten unverzichtbar ist.

Um die Plasmaparameter zu bestimmen und somit die vorherrschenden Plasmabedingungen zu charakterisieren, wird eine Kombination aus optischer Emissionsspektroskopie und numerischer Simulation angewandt. Dabei wird der Vorteil beider Methoden genutzt. Anhand der Simulation wird die Verteilungsfunktion der Elektronen durch numerisches Lösen der Boltzmann-Gleichung errechnet, wobei die bekannten (gemessenen) Stoßquerschnitte der Elektronen in die Berechnung eingehen.

Da für die Berechnung der Boltzmann-Gleichung die Größe des elektrischen Feldes eingeht, dieses zunächst für das vorliegende Plasma jedoch unbekannt ist, muss es während der Simulation zur Bestimmung der Elektronenenergieverteilungsfunktion variiert werden. Dabei ergibt sich beim numerischen Lösen der Boltzmann-Gleichung in Abhängigkeit vom elektrischen Feld eine Vielzahl von Verteilungsfunktionen.

Mit Hilfe der berechneten Verteilungsfunktionen sowie der bekannten Stoßquerschnitte der Elektronen werden anschließend die Intensitäten, der zur Diagnostik ausgewählten Linien, für verschiedene elektrische Felder bestimmt. Um aus den berechneten Daten das reale elektrische Feld für die vorherrschenden Plasmabedingungen zu erhalten, werden die berechneten mit den experimentell gemessenen Intensität der ausgewählten Linien verglichen. Die Elektronenenergieverteilungsfunktion, die beim besten Fit der verglichenen Intensitäten erhalten wird, definiert das vorliegenden elektrische Feld und kann mit der zugehörigen

Ratenkonstante der Elektronenstoßanregung für die ausgewählte Emissionslinie dazu genutzt werden, die Elektronendichte im untersuchten Plasma zu bestimmen. Die detaillierte Beschreibung zur Ermittlung der Elektronendichte erfolgt in Kapitel 4.

2.2 Entladungsprozesse in Plasmen

Für Plasmen wird eine Unterscheidung in stabile und in instabile Entladungen vorgenommen. Zu den instabilen Entladungen zählt die Funkenentladung, wohingegen zu den stabilen Entladungen die Glimm- und die Bogenentladung zählen. Diese drei Entladungstypen werden im Folgenden näher beschrieben.

Ausgangspunkt einer der genannten Entladungsformen ist zumeist die Ausbildung eines leitfähigen Kanals, der zwei in einem Abstand zueinander angeordneten Elektroden überbrückt. Dieser leitfähige Kanal wird als Streamer bezeichnet und wurde bereits intensiv von Loeb [39], Meek und Craggs [40] und anderen untersucht. Da dieser Streamerkanalaufbau die Grundlage für die Ausbildung einer Entladung ist, wird er hier zusätzlich beschrieben.

2.2.1 Streamer

Ein Streamer ist eine starke erste Ladungslawine, die sich in einem elektrischen Feld ausbildet und zur Produktion eines dünnen leicht ionisierten Plasmakanals führt [41]. Dabei existieren positive sowie negative Streamer. Ein positiver Streamer breitet sich von der Anode zur Kathode aus, wohingegen ein negativer Streamer von der Kathode zur Anode hin gerichtet ist [45]. Der Streamer aus einem Kopf- und einem Schwanzteil.

Der Kopfteil des Streamers ist dabei eine Raumladungszone, die sich in Richtung des vorliegenden hohen elektrischen Feldes zwischen zwei Elektroden ausbreitet. Dabei spielt die Leitfähigkeit der zu erreichenden Elektrode keine Rolle [41]. Bei der Ausbreitung des Streamerkopfes in Richtung des elektrischen Feldes ist das elektrische Feld im Streamerkopf sehr hoch und besitzt etwa eine Größe von 10^3 Td (für ein molekulares Arbeitsgas) [42], was zu einer Ionenanzahl von etwa 10^8 - 10^9 [43] Ionen führt.

Damit sich ein Streamer ausbildet, müssen drei Eigenschaften erfüllt werden [137,43]:

- es muss ein freies Elektron (*bspw. erzeugt durch eine freie Raumladung*),
- eine ausreichend hohe bzw. kritische elektrische Feldstärke und
- ein ausreichend bzw. kritischer Abstand zweier Elektroden zueinander vorhanden sein.

Ein Streamer baut sich zwischen zwei in einem Abstand zueinander angeordneten Elektroden an der Stelle der maximalen Feldstärke auf. In diesem Punkt kommt es aufgrund des benannten hohen elektrischen Feldes zu ersten Ionisationsprozessen des isolierenden Umgebungsgases aufgrund von freien Raumladungen. Durch diese ersten Ionisationsprozesse verschiebt sich die maximale Feldstärke in Richtung gegenüberliegenden Elektrode. Grund hierfür ist die Beweglichkeit der erzeugten leichten Elektronen, die sofort aufgrund des vorherrschenden elektrischen Feldes von der Anode „abgesaugt“ werden. Die Trägheit des erzeugten Ions hingegen führt dazu, dass die positive Ladung quasi am Ort der Ionisation stehen bleibt und damit den Spalt zwischen den Elektroden besetzen [41]. Durch das somit leicht verschobene Maximum der elektrischen Feldstärke in Richtung Gegenelektrode, werden nunmehr neue Raumladungen zu weiteren Ionisationsprozessen am Ort der höchsten elektrischen Feldstärke führen. Weiterhin können Abregungsprozesse von angeregten Teilchen im Streamerkopf stattfinden, wobei hochenergetische Strahlung abgegeben wird, die ihrerseits auch zu neuen Ionisationsprozessen führt. Die Anzahl an Ionisationsprozessen steigt

somit an, wobei geladene Teilchen produziert werden und zur stetigen Erhöhung des elektrischen Feldes vor allem im Kopfbereich des Streamers führen. Auf diese Weise treibt sich die Entladung quasi selbständig voran bis der Streamerkopf die Gegenelektrode erreicht [44] (siehe Abb. 2.2).

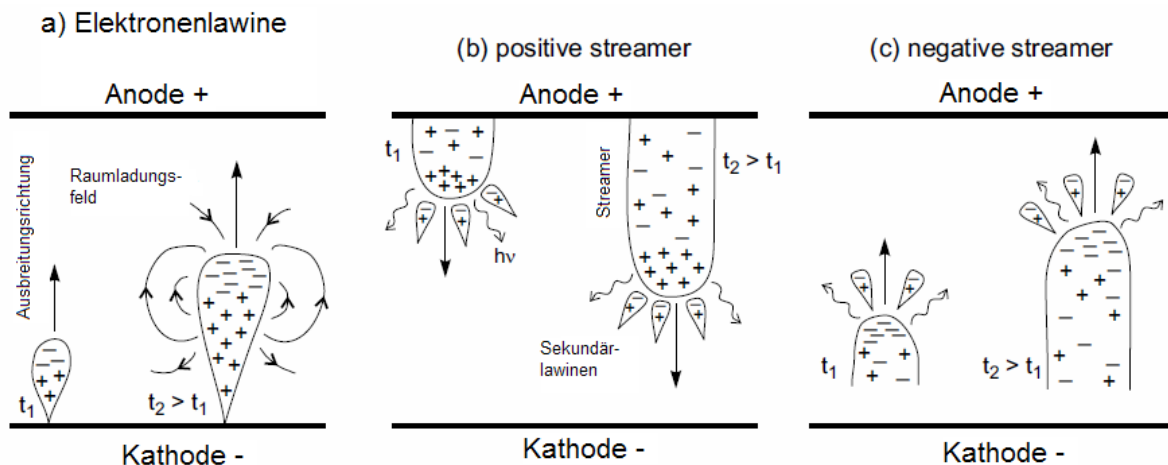


Abb.2.2: Schema des Kanaldurchbruches der zur Funkenentladung führt für a) die erste Elektronenlawine, b) den positiven Streamer und c) den negativen Streamer [45].

Durch die stetige Erhöhung des elektrischen Feldes im Bereich des Streamerkopfes finden zunehmend elementare Prozesse wie Anregungs-, Dissoziations-, Ionisations-, Rekombinationsprozesse statt [46]. Diese führen in der Kopfregion des Streamers zur Steigerung der Fotoemissionsintensität gegenüber dem Schwanzteil.

Der Schwanzteil des Streamers verbindet den Streamerkopf mit der Elektrode, an der der Streamerkanal aufgebaut hat. Der Streamerschwanz überbrückt somit den Spalt zwischen den Elektroden und weist dabei ein wesentlich geringeres elektrisches Feld auf (etwa 20 Td [42]) auf. Im Bereich des Streamerschwanzes herrscht ein ausgeglichenes Verhältnis an positiv und negativ geladenen Teilchen aufgrund der Quasineutralität eines Plasmakanals vor, wodurch weniger elementare Prozesse im Vergleich zum Streamerkopf stattfinden und somit dessen Fotoemissionsintensität geringer ist.

Sowohl der Streamerkopf als auch das elektrische Feld vor dem Streamerkopf hängen von der Leitfähigkeit des Plasmakanals (Streamerschwanz) ab. Über die Größe des polarisierten Streamerkopfes gegenüber des Streamerschwanzes und des vorliegenden elektrischen Feldes zwischen den Elektroden wird dabei die Streamergeschwindigkeit, mit der der Streamerkopf den Spalt zwischen den Elektroden überbrückt, definiert. Zusätzlich lässt sich durch die Größe des elektrischen Feldes und die damit verbundene Größe der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Streamers die Zündspannung (*Durchbruchspannung*, siehe Abb. 5.1) definieren. Dabei gilt je größer das elektrische Feld, desto schneller kann ein Streamerkanal den Spalt zwischen zwei Elektroden überbrücken und desto geringer ist die Durchbruchspannung, die dazu benötigt wird.

Sobald der polarisierte Streamerkopf die leitfähige Oberfläche der Kathode erreicht, wird der positive Streamerkopf neutralisiert. Der Neutralisationsprozess kann dann durch den direkten

Kontakt von dem positiv geladenen Streamerkopf mit der Gegenelektrode, oder mit den Streamerköpfen der anoden-gerichteten Streamer erfolgen.

- *Spezialfall*

Es besteht die Möglichkeit, dass ein großer Streamerkopf kann aufgrund elektrostatischer Abstoßung in mehrere aufbrechen [47]. Das Aufbrechen in mehrere Streamerköpfe kann die Ausbildung mehrerer Streamerkanäle nach sich ziehen, wie es teilweise an der APC-Elektrode beobachtet wird. Der Streamerkanal mit den günstigsten Ionisationsbedingungen wird dann beim Erreichen der Gegenelektrode als Funkenkanal ausgebildet. Dabei wird den anderen Streamerkanälen die Spannung entzogen und deren Weiterentwicklung zur Gegenelektrode unterbunden [48].

2.2.2 Funke

Nach dem Überbrücken des Spaltes zwischen den Elektroden durch den Streamer kommt es zu einem raschen Stromanstieg mit einhergehendem Spannungszusammenbruch. Dieser Prozess rührt von der Freisetzung negativer Ladungen hinter dem Streamerkopf her, die in Richtung Anode beschleunigt werden. Als Ergebnis resultiert eine Ionisationswelle (Funke), die sich in Richtung Anode bewegt. Der Startpunkt der Funkenentladung ist somit der Streamerkopf und nicht die Gegenelektrode [48].

Der Strom, der dabei vom Streamer transportiert wird, konvergiert vorrangig in die Kernregion des Plasmakanals, wo er gemäß dem Jouleschen Effekt zum Ansteigen der thermischen Energie führt [49]. Der Grund hierfür ist die steigende Anzahl an Stoßprozessen. Durch den steigenden Energieeintrag in den Plasmakanal kommt es zu mehreren signifikanten Prozessen [49]. Dabei steigt das elektrische Feld rasch an und führt zu einem Anstieg der Elektronendichte im Plasmakanal. Durch die Vermehrung der Elektronen steigt die Gastemperatur drastisch an und es kommt zu einer Verbreiterung des Plasmakanals (Expansion) [50]. Hierdurch sinkt, nach dem idealen Gasgesetz, die Gasdichte im Kern des Plasmakanals aufgrund der Plasmakanalexansion. Aus diesem Grund kann die Größe des reduzierten elektrischen Feldes E/N (in Td) im Plasmakanal steigen, sodass die Elektronen für weitere Elektronenstoßprozesse beschleunigt werden. Diese Elektronenstoßprozesse führen zu weiteren Ionisationsprozessen, die ihrerseits zum signifikanten Ansteigen der Gastemperatur führen [51] und ein rasches Ansteigen der Leitfähigkeit im Plasmakanal verursachen [43].

2.2.3 Glimm- und Bogenentladung

Grundsätzlich kann die beschriebene Funkenentladung in eine Glimm- oder eine Bogenentladung übergehen. Beide Entladungsarten basieren auf unterschiedlichen Mechanismen, die von der Leitfähigkeit der Kathode abhängig sind. Des Weiteren haben beide Entladungstypen unterschiedliche räumliche Ladungs- und Fotoemissionsverteilungen, bis hin zu den Unterschieden im Verhältnis der Gastemperatur gegenüber der Elektronentemperatur, die sich bei den Entladungsformen stark unterscheiden.

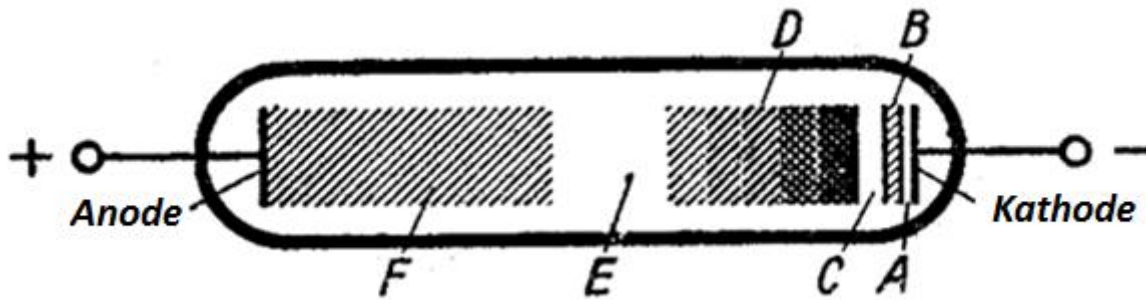


Abb.2.3: Bild einer Glimmentladung. A- Astonischer Dunkelraum, B- Kathoden-Glimmhaut, C-Hittorfscher Dunkelraum, D-Kathoden-Glimmlicht (negatives Glimmlicht), E- Faradayscher Dunkelraum, F- Positive Glimmsäule [45].

Die Glimmentladung besteht aus mehreren Bereichen, die schematisch in Abb. 2.3, mit ihren verschiedenen Fotoemissionsintensitäten, dargestellt sind. Dabei wird die Glimmentladung durch einen Kathodenfall von mehreren hundert Volt vor der Kathode charakterisiert. Weiterhin findet sich bei der Glimmentladung eine sehr intensive Fotoemission („negativen Glimmlicht“) nahe der Kathode, eine geringere Fotoemissionsintensität im „Faraday’schen Dunkelraum“ und einer positiven Säule zwischen dem Faraday’schen Dunkelraum und der Anode wieder [45].

Im Gegensatz zur Glimmentladung wird die Bogenentladung (Lichtbogen) durch einen geringen Kathodenfall (in Argon 15 V [45]), durch eine thermionische Emission von der Elektronen vor der Kathode und eine homogene Verteilung der Fotoemissionsintensität zwischen den Elektroden beschrieben. Im Plasmakanal im Falle eines Lichtbogens liegt für gewöhnlich ein thermodynamisches Gleichgewicht vor. Daraus folgt dass die Gastemperatur T_g nahe bis gleich der Elektronentemperatur T_e im Plasmakanal ($T_g \cong T_e$) ist. Im Gegensatz dazu unterscheidet sich die Gastemperatur bei der Glimmentladung stark von der Elektronentemperatur ($T_g \ll T_e$).

Die Klärung, welche dieser benannten Entladungsprozesse bei dem hier untersuchten medizinischen Plasma vorliegt, wird in Kapitel 5 beschrieben.

2.3 „Kaltes“ und „Heißes“ Plasma

Die Einteilung von Plasmen kann bspw. über deren Temperatur stattfinden. Hier wird die Einteilung in thermische (heiße) und nichtthermische (kalte) Plasmen vorgenommen. Unter thermischen Plasmen wird ein Gleichgewicht der Elektronentemperatur T_e und der Temperatur der Schwereteilchen T_g eines Plasmas verstanden, kurz T_e ist gleich bzw. nahe T_g . Bei einem kalten (nichtthermischen) Plasma ist dies nicht der Fall, hier ist die Temperatur der Elektronen wesentlich größer (Faktor 1000) als die Temperatur der Schwerteilchen ($T_g \ll T_e$). Für medizinische Zwecke werden zumeist kalte Plasmen eingesetzt, da heiße Plasmen zur sofortigen Zerstörung von biologischem Gewebe führen können. Es finden sich jedoch auch Beispiele, bei denen thermische Plasmen für medizinische Anwendungen genutzt werden.

2.4 Plasmen in der Medizin

Im Bereich der Medizin etablieren sich zunehmend plasmatechnische Anwendungen, so dass bereits ein Begriff für diese Fachrichtung, die *Plasmamedizin*, geprägt wurde. Die Plasmamedizin zeichnet sich dabei durch den Einsatz von Niederdruckplasmen, hauptsächlich für die Sterilisation und Dekontamination von Medizinprodukten, aber vor allem durch Atmosphärendruckplasmen zur Wundheilung, Wunddesinfektion, Wunddekontamination,

Sterilisation von lebenden Gewebe aber auch für chirurgische Eingriffe am Patienten aus. Im Folgenden sollen die bekanntesten Plasmaapplikatoren, die für zukünftige Anwendungen gedacht sind sowie die im medizinischen Sektor bereits etablierten Plasmaanwendungen, dargestellt werden. Besonderes Augenmerk wird dabei auf die Argonplasma-Koagulation gelegt, die in Abschnitt 2.4 näher beschrieben wird.

- *APPJ (atmospheric pressure plasma jet)*

Die wohl bekanntesten Plasmaapplikatoren für den geplanten zukünftigen medizinischen Einsatz sind die nichtthermischen Atmosphärendruckplasmen mit kapazitiver Hochfrequenzentladung. Zu diesen nichtthermischen Plasmaapplikatoren gehört der APPJ (atmospheric pressure plasma jet) [52]. Dieser bei atmosphärischen Bedingung betriebene starre Plasmaapplikator besteht aus einer Düse, die einen beliebigen Düsendurchmesser bspw. \varnothing 500 μm und \varnothing 150 μm [53] besitzen kann. Durch die Düse wird das Arbeitsgas Helium getrieben, wobei es mit einer Frequenz von 13.56 MHz und Leistungen von 50 – 100 W ionisiert wird. Die dabei resultierenden Arbeitsgastemperaturen des ausströmenden Heliumgases belaufen sich um die 100 °C, die auf dem medizinischen Gebiet hauptsächlich für Reinigungs- und bakterielle Dekontaminationsprozesse eingesetzt werden [54,55].

Weitere Plasmadüsen, die ebenfalls nach diesem Prinzip in ähnlicher Weise arbeiten, sind der kINPen 09 (neoplas tools GmbH, Greifswald, Deutschland), der überarbeitete kINPen 09, der als kinpenMed bezeichnet wird sowie das hairlINePlasma (INP Greifswald, Deutschland), die ebenfalls derzeit für den medizinisch-klinischen Einsatz erforscht werden.

- *Dielektrische Barriere Entladung*

Weiterhin werden zur bakteriellen Dekontamination von medizinischen Oberflächen dielektrische Barriereentladungen bzw. DBD (dielectric barrier discharge) verwendet. Die DBD beschreibt dabei eine stille elektrische Entladung zwischen einer aktiven und einer passiven Elektrode. Hierbei ist eine der beiden Elektroden mit einem isolierenden Medium überzogen. In der Forschung werden für den medizinischen Alltag die DBD in und mit Luft betrieben. Die DBD kann aber mit Edelgasen wie Helium betrieben werden. Bei der Anwendung in Luft kommt es hierbei zur Bildung von chemisch aktiven Radikalen, deren Emission von UV-Photonen für die Dekontamination genutzt wird [56,57,58,59]. Kommerzielle Geräte werden dabei von der Firma Cinogy GmbH mit dem DBD-Gerät PlasmaDerm[®] vertrieben.

- *APGD-t (atmospheric pressure glow discharge – torch)*

Ebenfalls für die flächige Desinfektion und Dekontamination, aber auch zur Behandlung von lebenden Zellen ist der bei Atmosphärendruck betriebene Glimmentladungsbrenner APGD-t (atmospheric pressure glow discharge-torch) angedacht. Dieser wird derzeit in der Forschung mit Helium und einer Frequenz von 13.56 MHz betrieben und hinsichtlich seiner medizinischen Einsatzmöglichkeiten untersucht [52].

- *Plasma Pencil I*

Auf demselben Anwendungsgebiet, der Desinfektion und Dekontamination, soll die Plasmaquelle Plasma Pencil I (plasma pencil I) zur Verwendung kommen. Diese Plasmaquelle wird mit Argon betrieben und kann leistungsabhängig Gastemperaturen größer als 300 °C erzielen [60].

- *Plasma Pencil II*

Neben dem Plasma Pencil I gibt es den Plasma Pencil II (plasma pencil II), der mit einem Gasflow von 1 – 10 l/min betrieben wird und zukünftig für die bakterielle Sterilisation und in der Zahnheilkunde Verwendung finden soll [61].

- *Mikrowellenbrenner*

Auf dem Gebiet der Sterilisation aber auch der Wundheilung soll in Zukunft eine weitere Plasmaquelle der Mikrowellenbrenner (microwave torch) zur Anwendung [62] kommen. Diese genannte Plasmaquelle soll hauptsächlich zur Behandlung von Medizinprodukten und medizinischen Oberflächen verwendet werden.

- *Plasma needle*

Zur Behandlung von biologischem Gewebe soll bspw. die Plasma needle (Plasmanadel) zum Einsatz kommen. Die Plasma needle ist für Oberflächenfunktionalisierung und Bakterieninaktivierung gedacht und soll auf dem Gebiet der Zahnheilkunde zur Kariesbehandlung, zur Gewebeentfernung ohne Entzündungen, zur Behandlung von Hautkrankheiten und auch bei Behandlungen in der Ophthalmologie eingesetzt werden. Dabei kann sie eine Gastemperatur von 100 °C und mehr mittels 13.56 MHz HF-Spannung bei einem Gasfluss von 0.5 – 2 l/min Helium in einem Leistungsbereich von 10 mW bis hin zu einigen Watt erzeugen [63].

- *Plason[®] device*

Auf dem Gebiet der Chirurgie sind ebenso nichtthermische aber auch thermische Plasmaquellen etabliert.

Eine thermische Plasmaquelle ist das Plason[®] device, das ebenfalls wie der APPJ eine Düse besitzt. Innerhalb dieser Düse können Temperaturen von bis 4000 °C mittels einer DC-Spannungsquelle erzielt werden. Diese Temperaturen werden bei der Ionisation der luftdurchströmten Plasmadüse durch einen elektrischen Lichtbogen erreicht. Der aus der Plasmadüse austretende Effluent wird u.a. zur Behandlung von chronischen, posttraumatischen und postoperativen Wunden durch den Fluss von chemisch aktiven Molekülen (NO, O₃, etc.) verwendet [64], wobei die Temperatur des ausströmenden Effluents < 4000 °C ist. Die erzeugten Spezies, wie NO und O₃ werden dabei häufig zur NO-Therapie in Zusammenhang mit Desinfektion und Sterilisation von biologischen Oberflächen angewandt. Ein ähnliches Gerät, welches ebenfalls einen Lichtbogen in einer argondurchströmten Plasmadüse zündet, ist der Plasma Scalpel SP-CPT (Plasma Surgical Technology, Russland). Dieser Plasma Scalpel wird zur Dissektion und zur Koagulation von Gewebe benutzt.

- *PlasmaJet[®] System*

Eine weitere thermische Plasmaquelle ist das PlasmaJet[®] System (Plasma Surgical, Inc. Roswell, Georgia, USA), welches zur Koagulation von Gewebe und zum Schneiden von Knochen eingesetzt werden kann. Es wird mit Argongas und einer geringen DC-Spannung im stationären Betrieb betrieben, wobei lediglich zur Zündung des Plasmas zwischen den zwei Elektroden im Plasmagerät eine Spannung von 3 kV benötigt wird. Das aus dem PlasmaJet[®] strömende *heiße* Argongas wird dann zum Schneiden, Koagulieren und Abladieren von

Gewebe [65] verwendet. Ein ähnliches Plasmainstrument wird von Bovie Medical Corporation, USA vertrieben und wird als J-PlasmaTM bezeichnet. Dieses Instrument basiert auf demselben Funktionsprinzip wird jedoch mit Helium betrieben [66].

- *Plasmaquellen ArthroCare Corp. und TURis – HF-Resektionselektrode*

In dem Bereich der nichtthermischen Plasmaquellen für chirurgische Prozesse sind vor allem die Multifunktionselektroden von ArthroCare Corp. (Coblation[®] plasma tools: CoVac, Evac 70, PercD, MeniVac, SuperTurboVac, ArthroCare Corporation, Austin, Texas) [67,68] als auch die bipolare Pilzelektrode von Olympus (TURis, HF – Resektionselektrode WA 22557C, Olympus Winter & IBE GmbH, Hamburg, Deutschland) [69], die in einer physiologischen Kochsalzlösung (0.9% NaCl) betrieben wird, bekannt. Eingesetzt werden beide Systeme zur schonenden Gewebekoagulation, aber auch zur effektiven, schnellen und blutungslosen Vaporisation von Gewebe. Eine ähnliche Plasmaquelle, die sowohl in feuchter als auch in trockener Umgebung betrieben werden kann und die bereits genannten Arbeitsfelder Koagulation, Schnitt und Vaporisation abdeckt [70], ist das PlasmaBlade[®] Instrument (PeakTM Surgical Inc., Palo Alto) [71].

- *Cold Plasma Coagulation*

Cold Plasma Coagulation (CPC) ist ein von der Soering GmbH entwickeltes Helium-Plasma, das zur Gewebeoberflächenbehandlung genutzt wird. Hier wird das Arbeitsgas Helium in einer Düse ionisiert, dabei geheizt und auf die Gewebeoberfläche geblasen. Die auf diese Weise erzielte Koagulation des Gewebes basiert auf dem thermischen Energieübertrag vom ionisierten Helium-Plasma. Somit ist eine kontaktlose Koagulation des Gewebes ohne das Fließen eines elektrischen Stromes durch den Patienten möglich [72].

- *Helica Thermal Coagulator (TC)*

Der von M.M. Howieson entwickelte thermische Koagulator für offenchirurgische Eingriffe, der mit Helium als Arbeitsgas arbeitet, wird von der Firma Helica Instruments Ltd., Edinburgh, Großbritannien als „Helica TC“ gebaut und vertrieben [73]. TC steht dabei für „thermal coagulator“ und charakterisiert den Wirkmechanismus, mit dem bei der medizinischen Anwendung der Gewebeschaden hervorgerufen wird. Beim Helica TC wird Helium mittels eines Wechselstromes innerhalb eines isolierten Instrumentes ionisiert und aus einer Düse geblasen. Das Arbeitsgas erreicht dabei eine Temperatur von bis zu 800 °C, die zur Gewebekoagulation [74] mit geringem Leistungseintrag von 2 – 35 W verwendet wird [75].

- *Argonplasma-Koagulator*

Die Anwendung des Argonplasma-Koagulators (APC) zur Gewebebehandlung ist eine Plasmaanwendung, die sich schon vor über 20 Jahren auf dem Gebiet der chirurgischen Eingriffe etabliert hat (siehe 2.4).

APC ist mittlerweile so bekannt, dass mehrere Hersteller APC-Geräte auf den Markt bringen. Bekannte Hersteller sind hier ERBE Elektromedizin GmbH, Tübingen mit dem ERBE APC-2 System, KLS martin Group mit dem Martin-Argon-Beamer-System (MABS), BOWA-electronic GmbH & Co. KG mit dem ARC PLUS, die Firma Soering GmbH mit den ARCO 3000, 2000, 1000 –Geräten, Covidien mit dem Valleylab-Gerät Force ArgonTM II System und ConMed Corporation mit dem ABCFlexTM Argon Beam.

2.5 Argonplasma-Koagulation (APC)

2.5.1 Allgemeines

Die Argonplasma-Koagulation (APC) ist ein Spezialfall der Elektrochirurgie, der sich aus der Argon unterstützten Elektrochirurgie entwickelt hat.

1990 entwickelten Grund und Farin den ersten APC-Applikator [76], bei dem der den Gewebeeffekt verursachenden Strom durch ionisiertes, elektrisch leitfähiges Argongas, welches über Argonplasmakanäle zum Gewebe transportiert wird, erzielt. Dieses entwickelte APC-Instrument konnte vorerst für offenchirurgische Eingriffe verwendet werden, bis Mitte der 90er Jahre die erste flexible APC-Sonde entwickelt wurde [77] und damit der Weg für den Einsatz der APC in der flexiblen Endoskopie offenstand.

In den folgenden Jahren etablierte sich die APC auf den Gebieten der Koagulation diffuser [16,77] und großflächiger Blutungen (Hämostase) [78,79], der oberflächlichen Devitalisierung von Gewebe [15,80] und der Volumenreduktion aufgrund von Vaporisation und Schrumpfung des Gewebes [76,81]. APC konnte sich bei speziellen medizinischen Indikationen, die zuvor dem Nd:YAG-Lasereinsatz vorbehalten waren, durchsetzen. Gründe hierfür sind u. a. die geringere Eindringtiefe der APC-Anwendung, die das Risiko der Perforation deutlich herabsetzt. Weiterhin ist die sehr effektive Hämostasewirkung, welche eine schnelle Blutstillung ermöglicht [15], und die Möglichkeit orthograd, tangential und „um die Ecke“ [82] zu applizieren ein großer Vorteil der APC. Weitere Vorteile stellen die moderaten Kosten in der Anschaffung, dem Unterhalt, die geringeren Sicherheitsauflagen gegenüber Lasersystemen und die Standortunabhängigkeit dar.

2.5.2 Prinzip der APC

Die APC ist ein monopolares Nonkontakt-Verfahren der Elektrochirurgie. Die APC wird als monopolar bezeichnet, da das zum Einsatz kommende APC-Instrument nur eine (aktive) Elektrode enthält. Die passive Elektrode, die zur Plasmazündung benötigt wird, wird als Neutralelektrode bezeichnet und ist an dem zu behandelnden Gewebe angebracht (siehe Abb. 2.4).

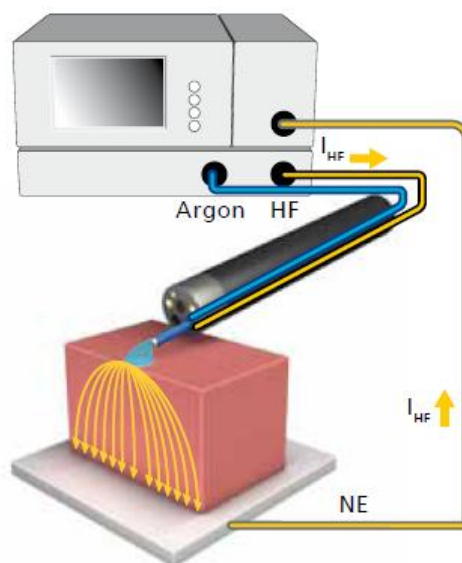


Abb.2.4: Stromkreis bei der monopolaren APC-Technik [83]. I_{HF} – hochfrequenter Wechselstrom, HF – hochfrequente Wechselspannung, NE – Neutralelektrode.

Für die APC benötigt man eine Argonquelle (Argonflasche), einen elektrochirurgischen HF-Generator und ein APC-Instrument.

Dieses APC-Instrument besteht aus einem PTFE-Schlauch (Polytetrafluoroethylen-Schlauch), in welchem ein metallischer Draht geführt wird, der am distalen Ende u.a. ein spitzes Zündplättchen für eine bessere Plasmazündung aufweist. Dieser metallische Draht dient als aktive Elektrode und ist an den elektrochirurgischen Hochfrequenzgenerator angeschlossen. Durch den PTFE-Schlauch fließt das Arbeitsgas Argon, das von einer Gasversorgungseinheit gesteuert wird.

Die passive Elektrode bei der APC-Anwendung ist die Neutralelektrode, auf die das zu behandelnde Gewebe platziert wird. Die Neutralelektrode ist ebenfalls wie das APC-Instrument direkt an den elektrochirurgischen Generator angeschlossen. Ein APC-Plasma kann nunmehr gezündet werden, wenn ein elektrisches Feld zwischen dem spitzen Zündplättchen (*aktive Elektrode*), der APC-Sonde und der Gewebeoberfläche angelegt wird und ausreichend hoch ist. Aktiviert wird das elektrische Feld durch die Abgabe einer HF-Spannung (4 – 6 kV) durch den elektrochirurgischen Generator. Die Zündung eines Plasmas kann dann erfolgen, wenn zwischen der aktiven Elektrode und der Neutralelektrode ein ausreichender Zündabstand vorhanden ist. Für den hier verwendeten Generator gilt, dass eine sichere Plasmazündung erfolgen kann, wenn der Abstand zwischen dem distalem APC-Instrumentenende und der Gewebeoberfläche maximal 10 mm [84,77] beträgt.

Konnte ein Plasma (Abb. 2.5) durch die HF-Spannungsaktivierung des elektrochirurgischen Generators gezündet werden, so sind von der aktiven Elektrodenspitze zum Gewebe hin feine dünne blau-violette Plasmakanäle zu beobachten.

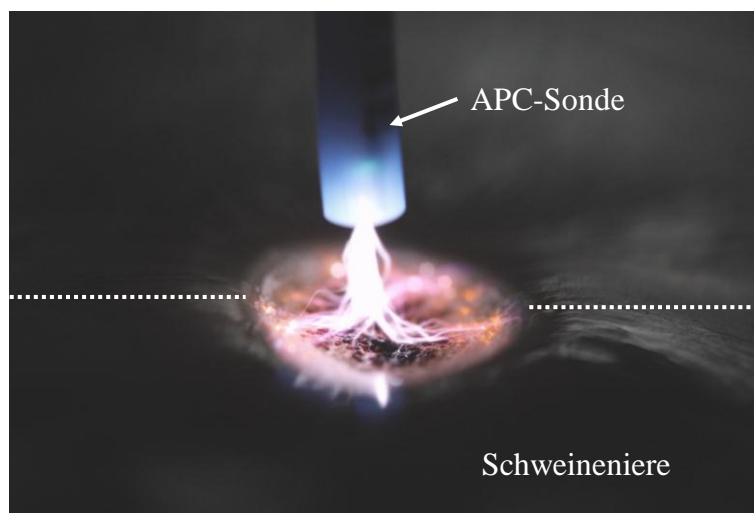


Abb.2.5: Stochastisch verteilte Plasmakanäle auf der Gewebeoberfläche bei einer APC-Anwendung.
Hier: Forced APC 60 W, 1 l/min Argon, Abstand zum Gewebe 3 mm.

Durch die Ausbildung dieser feinen stochastisch auf der Gewebeoberfläche verteilten Plasmakanäle fließt ein elektrischer Strom von der APC-Elektrode über das Plasma in das Gewebe. Dieser Strom führt zur endogenen Erhitzung des Gewebes, wobei die einwirkende Stromdichte und die Dauer der Plasmabehandlung zu unterschiedlichen Gewebefeffekten, wie sie in 2.5.3 genauer beschrieben werden, führen. Unter endogener Erhitzung wird dabei die Erhitzung des Gewebes durch einen elektrischen Stromfluss verstanden. Das behandelte biologische Gewebe wirkt als ein ohmscher Widerstand, der von einem elektrischen Strom

durchflossen wird. Nach dem Jouleschen Gesetz ist der spezifische Widerstand ρ und das Quadrat der Stromdichte j , direkt proportional zur entstehenden Wärme ΔQ pro Gewebevolumen ΔV (siehe Gl. (2.1)) [85,86].

$$\text{Gl. (2.1)} \quad \Delta Q = \rho \cdot j^2 \cdot \Delta V \cdot \Delta t \quad [86]$$

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass mittels APC der thermische Effekt am plasmabehandelten Gewebe gleichmäßig über die Applikationsoberfläche verteilt wird. Dieser Effekt ist aufgrund der Austrocknung des Gewebes und der damit zusammenhängenden Störung der Wärmeleitung ins Gewebe selbstlimitierend. Diese Selbstlimitierung des erzielbaren Gewebeeffektes schwankt zwischen 2 – 6 mm [87,88,89] in Abhängigkeit vom Gewebetyp.

2.5.3 Thermische Effekte

Der thermische Effekt kann verschiedene Schädigungen des Gewebes hervorrufen. Die Gewebeschädigungen können u.a.

- durch Erwärmung des Gewebes,
- Gasembolie,
- Perforation,
- „Sekundenfeuer“,

zustande kommen. Dies ist nachfolgend dargestellt (siehe Tabelle 2.1).

Tabelle 2.1: Einfluss von Temperatur auf das Gewebe nach [90].

Temperaturen ab ca.	Vorgänge	
Bis 40 °C	Keine	1
40 – 50 °C	Hyperthermie	2
60 °C	Koagulation (Denaturierung) der zellinternen Proteine, Devitalisierung	3
80 °C	Koagulation der extrazellulären Kollagens, Zerstörung der Zellmembran (Desikkation)	
100 °C	Verdampfung der Gewebsflüssigkeit (Nekrosebildung)	4
150 °C	Karbonisation (Verkohlung)	5
300 °C	Vaporisation (Verdampfung des gesamten Gewebes)	6

Der Effekt der Hyperthermie ist ein reversibler Vorgang, der noch nicht zum Zelltod führt. Doch schon bei einer Überschreitung der Zelltemperatur von 41.5 °C werden manche Gewebearten irreversibel geschädigt [91]. Dieser Vorgang wird als Devitalisierung, genauer thermische Devitalisierung bezeichnet und ist kein sichtbares Phänomen, bei dem jedoch schon die normale Zellfunktion gehemmt wird [92]. Bei einer weiteren Erwärmung des Gewebes kommt es bei den kolloidalen Systemen zur Umwandlung vom solartigen in den gelförmigen Zustand, wodurch sich die Zellstruktur ändert. Dieser Effekt tritt bei einer Temperatur von ungefähr 60 °C ein und führt zu einer Veränderung der Gewebefarbe. Des Weiteren kommt es zur Kontraktion von Kollagen, da die Proteine ihre quartäre Struktur verlieren und sich zunehmend zu einer klebrigen Substanz verfestigen [92]. Diese

Kontraktion von Kollagenfaser führt zu einer Verengung von Blutgefäßen, wodurch eine Blutstillung (Hämostase) unterstützt wird [91]. Wird das Gewebe bis auf 100 °C erwärmt, erreicht man die Siedetemperatur von intra- und extrazellularem Wasser und das Gewebe beginnt zu dehydrieren. Dieser Prozess wird als Desikkation bezeichnet, bei dem das Gewebe aufgrund der Dehydrierung weiter schrumpft. Diese Austrocknung führt dazu, dass sich eine trockene weniger elektrisch leitfähige Schicht auf dem Gewebe bildet. Genutzt wird dieser Effekt ebenfalls für die Hämostase von kleineren Gefäßen. Erzielt man an dem Gewebe eine Temperatur von mehr als 150 °C, so beginnt das zuvor ausgetrocknete Gewebe teilweise zu verkohlen. Dies wird als Karbonisation bezeichnet, wobei der im Gewebe vorhanden Kohlenwasserstoff bis zum elementaren Kohlenstoff reduziert wird und sich an der Gewebeoberfläche eine schwarze, verkohlte Schicht bildet. Bei der fortwährenden Energiezufuhr, bei der eine Gewebetemperatur von 300 °C und mehr erreicht werden kann, kommt es schließlich zur Verdampfung (Vaporisation) des ausgetrockneten und karbonisierten Gewebes [30], was bedeutet, dass die Gewebebestandteile in gasförmige Abbauprodukte überführt werden.

2.5.4 Medizinische Indikationen der APC

Die APC hat sich auf vielen Gebieten zur Gewebebehandlung etabliert (siehe Tabelle 2.2). Dabei wird vom Operateur für jeden Patienten eine individuelle APC-Behandlung, die auf die medizinische Indikation abgestimmt ist, vorgenommen. Um dies zu ermöglichen, kann der Anwender die abgegebene Leistung des elektrochirurgischen Generators variieren und ist somit in der Lage auf eine Vielzahl von verschiedenen medizinischen Anwendungen patientenindividuell eine Plasmabehandlung mittels APC vorzunehmen. In der nachfolgenden Tabelle werden verschiedene klinische Indikationen mit den Einstellungsempfehlungen dargestellt (Tabelle 2.2).

Tabelle 2.2: Medizinische Indikationen mit den Empfehlungen zu den Leistungseinstellungen bei einer APC-Behandlung [28].

Indikation	Eingestellte Leistung
Oberflächliche Blutung	(20 -) 30 W
Vaskuläre Blutung	40 – 120 W
Barett's Ösophagus	(20 -) 30 W
Tumorreduktion (klein: d < 5 mm)	(25 -) 50 W
Tumorreduktion (groß: d > 15 mm)	40 – 120 W
Tumor-Blutung	40 – 120 W
Stent Ein-/Überwachung	(25 -) 50 W
Strahlen-Proktitis	(20 -) 30 W
Ulkus Blutung	40 – 120 W (abhängig von der Größe und Tiefe)

2.5.5 Generatormodes

Der benötigte Grad der Gewebeschädigung hängt von der medizinischen Indikation ab und lässt sich mit drei einstellbaren Parametern steuern [93]: Einer dieser Parameter ist die gewählte Aktivierungsdauer während der die HF-Spannung am elektrochirurgischen Generator aktiviert ist. Die Aktivierungsdauer stellt den größten Einflussfaktor auf den resultierenden Gewebeeffekt dar. An zweiter Stelle steht die am elektrochirurgischen Generator eingestellte Leistung bzw. Effektstufe. Ein dritter Parameter ist der gewählte

Arbeitsabstand zwischen distalem APC-Instrumentenende und der Gewebeoberfläche [93,94,95].

Des Weiteren besteht die Möglichkeit den Gewebeeffekt durch einen kontinuierlichen oder einem gepulsten Energieeintrag ins Gewebe zu beeinflussen.

Da in dieser Arbeit die APC-Applikation des kommerziell erwerblichen elektrochirurgischen Systems der Firma ERBE Elektromedizin GmbH Tübingen untersucht wird, werden im folgenden Untergliederungspunkt 2.4.5 sowohl die zur APC notwendigen Geräte als auch die Eigenschaften und Verwendungsmöglichkeiten des untersuchten APC-Modus Forced-APC erläutert.

2.5.6 Forced APC

Das von der Firma ERBE Elektromedizin GmbH Tübingen vertriebene APC-System besteht aus einem elektrochirurgischen Generator, hier dem ERBE VIO 300 D, einer Gasversorgungseinheit ERBE APC-2 System und aus einem APC-Instrument, welches starr oder flexibel ausgelegt sein kann. Bei dem genannten elektrochirurgischen ERBE VIO 300 D Generator besteht die Möglichkeit für die APC-Applikation die Form des Energieeintrages zu wählen. Dabei kann ein quasi-kontinuierlicher Energieeintrag durch den Mode „Forced APC“ gewählt werden (Abb. 2.6). Die Besonderheit dieses Modes liegt darin, dass je nach eingestellter Leistungsabgabe (max. 120 W) am Generator die Amplitude für die applizierte HF-Spannung (maximal 4 kV) erhöht wird.

Je größer die eingestellte Leistungsabgabe, desto größer die Amplitude der applizierten HF-Spannung (Abb. 2.6). Dies gilt für alle Plasmazündungen ausgenommen die erste Plasmazündung, welche über eine Zündhilfe verfügt. Durch diese Zündhilfe soll die erste Zündung eines APC-Plasmas unterstützt werden. Dafür wird für maximal 200 ms, bei Aktivierung der HF-Spannung, vom Generator die 4 kV HF-Spitzenspannung abgegeben. Detektiert der Generator innerhalb der 200 ms einen Zündpuls, so werden die 4 kV HF-Spitzenspannung sofort auf den HF-Spannungswert geregelt, der der voreingestellten Leistungsabgabe entspricht. Wird kein Zündpuls detektiert, so ist kein Plasma gezündet und der Generator bricht die HF-Aktivierung selbständig ab.

Eine zuverlässige Zündung ist bei diesem Mode ab eingestellten 30 W möglich [28].

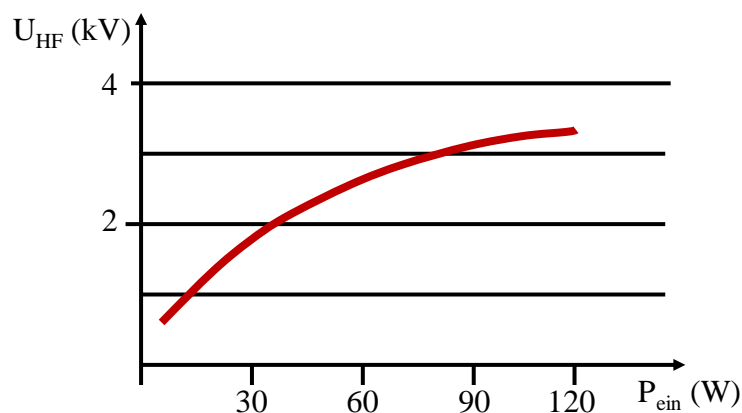


Abb.2.6: HF-Spannungsamplitudenverlauf in Abhängigkeit der eingestellten Leistung P_{ein} [96].

Die Charakteristik des verwendeten Modes Forced APC zeichnet sich durch die kontinuierliche HF-Spannungspulsabgabe mit einer Grundfrequenz von 350 kHz und einer Modulationsfrequenz von 20 kHz aus (Abb. 2.7 und Abb. 2.8).

Dabei hat jeder applizierte Spannungspuls eine Dauer von 2 – 3 μs und besteht aus einer positiven gefolgt von einer negativen Spannungsphase (Abb. 2.8). Die Spannungspulse mit dem genannten Aussehen wiederholen sich alle 50 μs (Abb. 2.7).

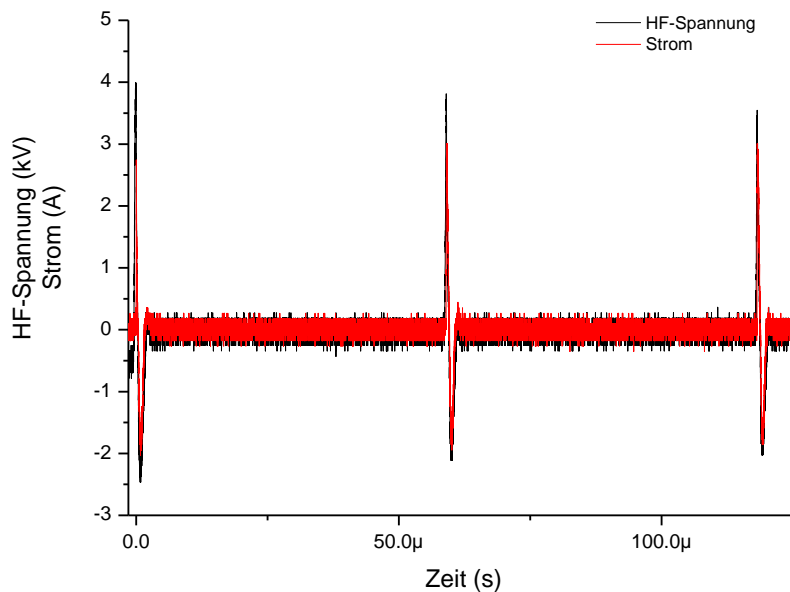


Abb.2.7: HF-Spannungsabfolge mit resultierendem HF-Strom durch die Plasmazündung von 350 kHz Pulsen mit einer Modulation von 20 kHz.

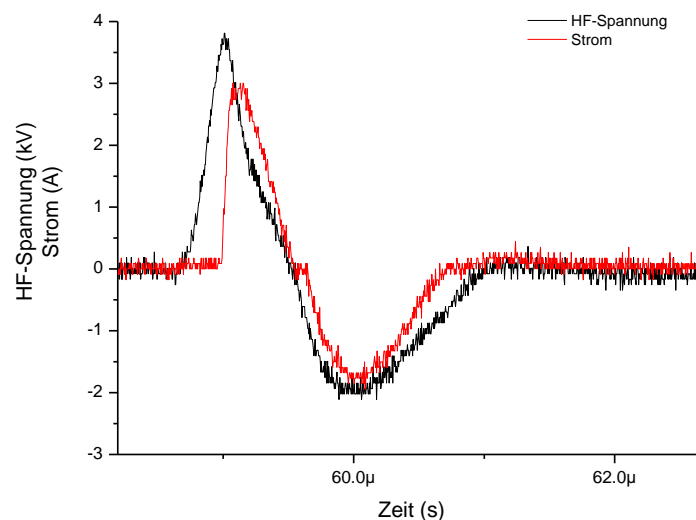


Abb.2.8: Einzelner HF-Spannungspuls mit resultierendem HF-Strom durch die Plasmazündung.

Die minimal einstellbare Leistungsabgabe am Generator ist 1 W. Maximal kann am Generator eine Leistung von 120 W mit einer HF-Spannungsamplitude von 4 kV eingestellt werden. Es hat sich gezeigt, dass ein sicheres und zuverlässiges Zünden (im klinischen Einsatz bei

vorhandener Feuchtigkeit und Abstand > 0 mm) des Modes Forced APC ab einer eingestellten Leistungsabgabe von 30 W (1.8 kV, siehe Abb. 2.6) erzielen lässt [28].

- *APC-Instrumente*

Wie bereits erwähnt (siehe 2.5.1), kann die APC-Applikation sowohl bei offenchirurgischen Anwendungen als auch in der flexiblen Endoskopie ihren Einsatz finden. Für beide Anwendungsgebiete gibt es APC-Instrumente in mehreren Ausführungen. Es kann der Durchmesser, die Arbeitslänge und die Art der Sondenöffnung (axial, seitlich, ringförmig) je nach klinischer Indikation gewählt werden [96].

- *Vorteile und Nachteile der Plasmakoagulation*

Neben den unter 2.5.1 genannten Vorteilen der APC existieren auch Nachteile, wie das Auftreten von Karbonisation an der Gewebeoberfläche, die auch bei der konventionellen HF-Chirurgie auftritt. Diese Karbonisation führt zur Bildung von inhomogenen Gewebeoberflächen, die eine Wundheilung erschweren können. Des Weiteren tritt bei der APC Applikation beim Auftreten von Karbonisation oftmals chirurgisches Rauchgas und Rauch in Form von feinen Rußpartikeln auf, das ein Problem darstellen kann [97]. Karbonisation tritt dabei häufig bei hohen Leistungseinstellungen am elektrochirurgischen Generator auf.

Weitere Vor- und Nachteile wurden von Storek et al. [98] zusammengestellt (Tabelle 2.3).

Tabelle 2.3: Vor- und Nachteile der APC [98].

Vorteile	Nachteile
<ul style="list-style-type: none"> • Effektive Koagulation bei konstanter geringer Eindringtiefe (wenige mm) • Ausgeprägter Desikkationseffekt • Kontaktfreie Anwendung (2 - 10 mm) • Punktförmige oder großflächige Anwendung möglich • Koagulation in axialer, lateraler und radiärer Richtung, sowie um ein Hindernis herum ist möglich • Keine Beschädigung von Metallstents • Applikationsinstrumente robust und kostengünstig • Hohe Mobilität (lediglich Netzsteckdose erforderlich) • Moderate Anschaffungs- und Betriebskosten • Keine aufwendigen Sicherheitsmaßnahmen 	<ul style="list-style-type: none"> • Distension des Gastrointestinaltrakts durch Gasembolie • Kein echter Vaporisationseffekt • Bei Gewebe-/Wandkontakt Gasemphysem der Darmwand möglich • Keine Behandlung großer Tumore [28]

Durch die Plasmacharakterisierung sollen u.a. Möglichkeiten der Erklärung dieses Effektes der auftretenden Karbonisation bei hohen Leistungseinstellungen am ERBE VIO Generator und falls möglich eine Reduktion dieses Effektes gewonnen werden.

3. Experimenteller Aufbau

Im Kapitel Experimenteller Aufbau werden die zur Untersuchung des APC-Plasmas verwendeten Versuchsaufbauten beschrieben.

3.1. APC

3.1.1 Aufbau und Funktionsweise

Die Plasmacharakterisierung der APC-Anwendung (siehe Kapitel 5) wird durch eine statische APC-Applikation senkrecht zur Gewebeoberfläche vorgenommen. Als biologisches Gewebe wird Nierengewebe vom Schwein verwendet, welches sich aufgrund seiner Homogenität gut für diese Versuche eignet. Für die APC-Applikation kommt dabei eine flexible APC-Sonde zum Einsatz (Abb. 3.1).

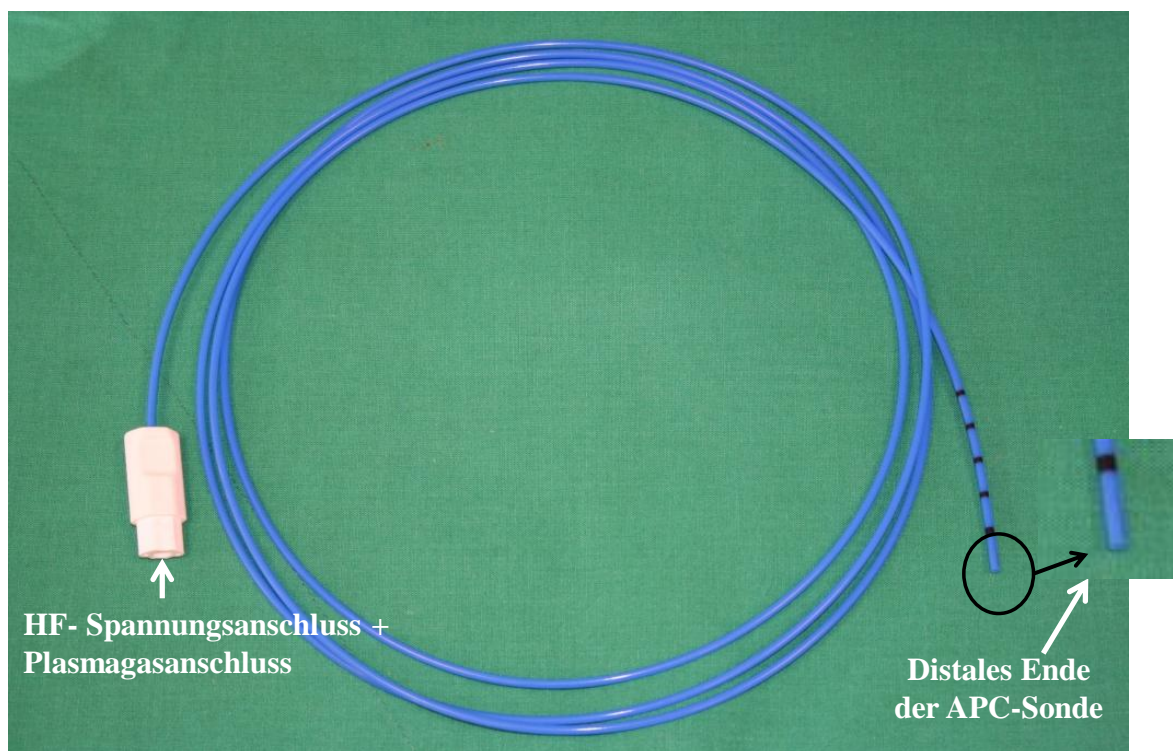


Abb.3.1: APC-Sonde: Außendurchmesser 2.3 mm, Innendurchmesser 1.5 mm, Länge 2.2 m (Ref.: 20132-156, ERBE Elektromedizin GmbH, Tübingen).

Die flexible APC-Sonde hat einen Außendurchmesser von 2.3 mm, einen Innendurchmesser 1.5 mm und eine Länge von 2.2 m (Ref.: 20132-156, ERBE Elektromedizin GmbH, Tübingen). In der flexiblen APC-Sonde befindet sich ein metallischer Draht mit dem Durchmesser 0.2 mm, der am distalen Ende mit einem aufgeschweißten spitzen Zündplättchen versehen ist.

Durch die flexible APC-Sonde fließt Argon als Arbeitsgas. Für die hier gezeigten Experimente wird ein Argon-Stickstoffgemisch als Sensorgas verwendet. Dadurch besteht das Argon-Stickstoffgemisch hier aus einer Beimischung von 5% Stickstoff zum verwendeten

Arbeitsgas Argon. Dafür wird die im medizinischen Alltag eingesetzte Argongasflasche (Argon 4.8 für die Spektroskopie, 5 l) gegen eine Gasflasche mit einem Argon-Stickstoff-Gemisch (95% Ar/5% N₂, 10 l) ausgetauscht. Die Gasflasche wird mittels Druckminderer (Ref.: 20134-004, ERBE Elektromedizin GmbH, Tübingen (siehe Abb. 3.2)) an das APC 2-System angeschlossen. Der Einsatz einer geringen Beimischung von Stickstoff zum Arbeitsgas Argon wird zur diagnostischen Plasmacharakterisierung verwendet. Es ist nicht zu erwarten, dass eine derart geringe Beimischung von Stickstoff zum Arbeitsgas Argon einen Einfluss auf die Plasmaparameter und den Gewebeeffekt hat. Diese Annahme wird in Kapitel 5 näher untersucht.

Die APC-Sonde ist an das APC 2-System (ERBE Elektromedizin GmbH, Tübingen (siehe Abb. 3.2 und Abb. 3.3)) angeschlossen und wird durch die Betätigung des blauen Pedals am Fußschalter vom Arbeitsgas kontinuierlich durchströmt.

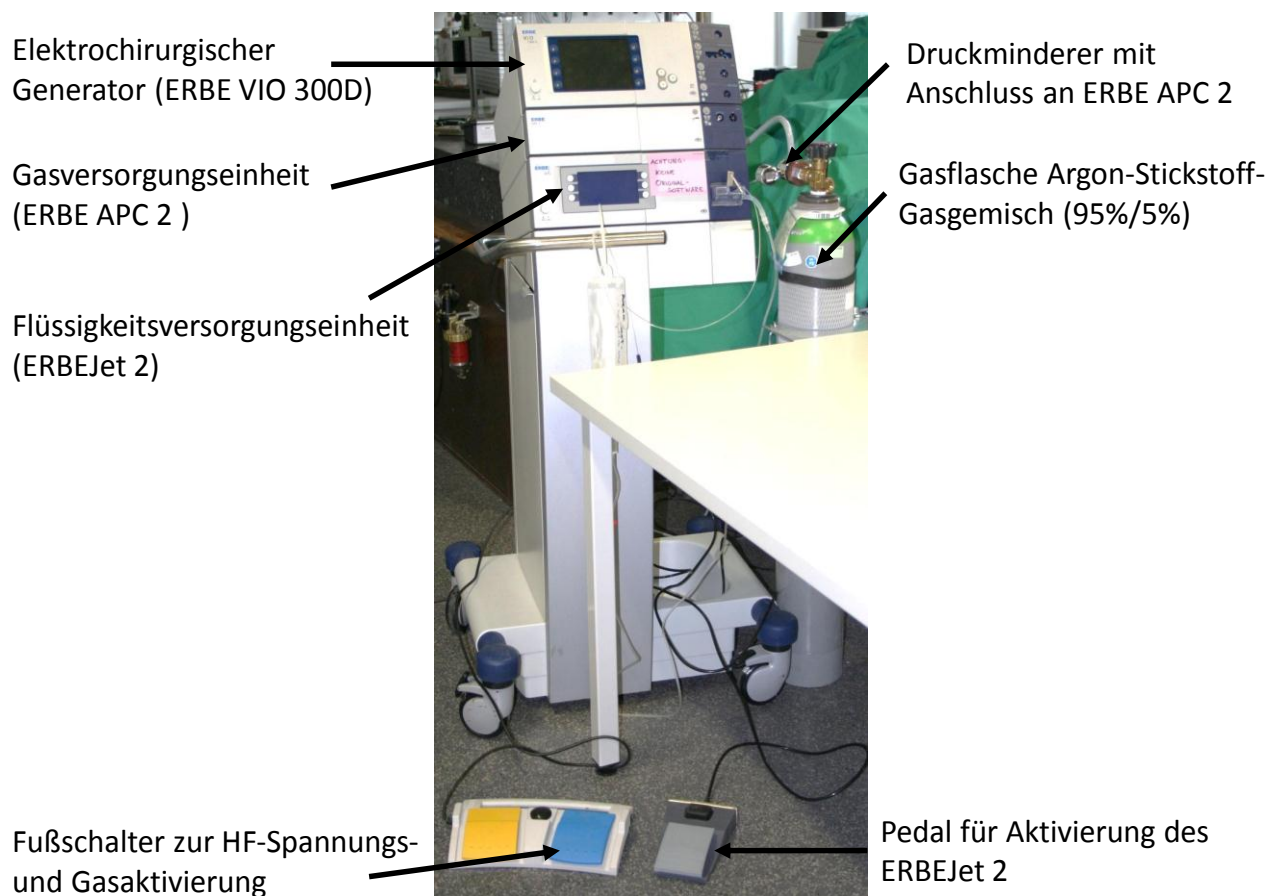


Abb.3.2: Geräteturm für die Plasmaapplikationsversuche.

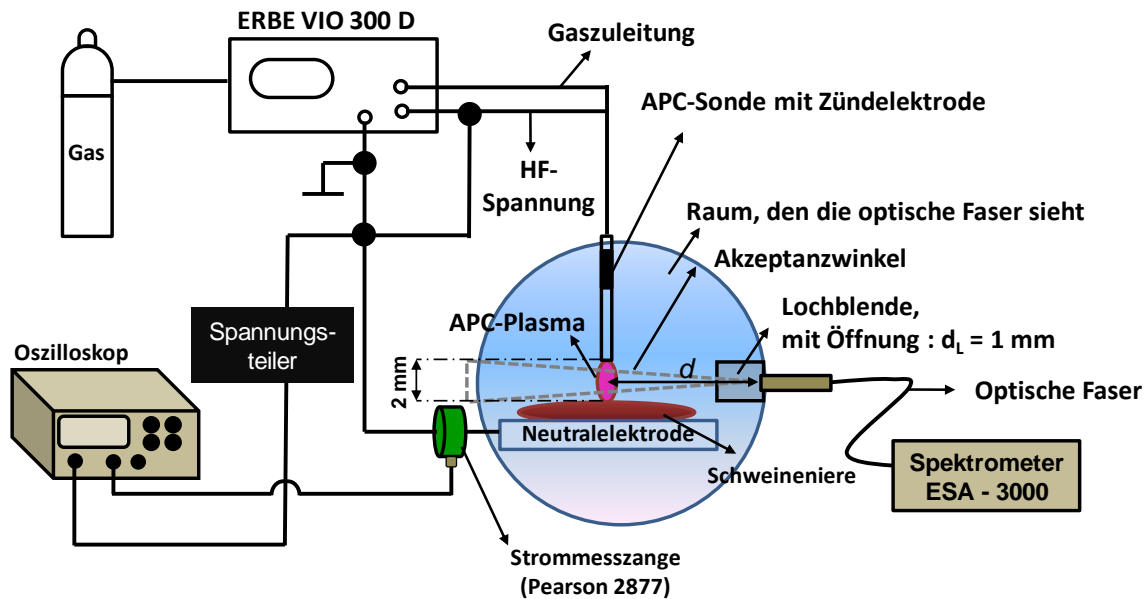


Abb.3.3: Versuchsaufbau zur Aufnahme von optischen Emissionsspektren und zur Strom-Spannungsmessung.

3.1.2 Einstellungen

Es wird der APC-Mode „Forced APC“ mit den maximalen eingestellten Leistungsabgaben von 30 W, 60 W und 90 W am elektrochirurgischen Generator (ERBE VIO 300D, ERBE Elektromedizin GmbH, Tübingen (siehe Abb. 3.2)) verwendet. Das Argonplasma wird anhand der flexiblen APC-Sonde und den voreingestellten Gasflüsse von 0.6, 0.8, 1.0 und 2.0 l/min am Generator gezündet. Dazu wird die APC-Sonde senkrecht in einem Abstand von 2 mm gegenüber der Gewebeoberfläche platziert. Zur Einstellung des Abstands zwischen der APC-Sonde und der Gewebeoberfläche wird ein Höhenanreißer (Mitutoyo Höhenmess- und Anreißgerät) verwendet.

- *Plasmazündung*

Durch das Betätigen des blauen Pedals am Fußschalter wird die HF-Spannungsabgabe am elektrochirurgischen Generator aktiviert, wobei gleichzeitig die kontinuierliche Plasmagasabgabe gestartet durch die APC 2 –Einheit (*Gasversorgungseinheit*, ERBE APC 2, ERBE Elektromedizin GmbH, Tübingen) gestartet wird. Der von der APC 2 –Einheit abgegebene Gasstrom fließt durch das am Generator angeschlossene APC-Instrument und strömt am distalen Ende des APC-Applikators aus. Bei einer ausreichenden anliegenden HF-Spannung an der APC-Elektrode und einem entsprechenden Abstand des APC-Instruments zur Gewebeoberfläche kann das ausströmende Arbeitsgas ionisiert werden. Bei der Ionisation des Arbeitsgases kommt es zu einem Stromfluss, der nach dem Prinzip des geringsten Widerstandes in das Gewebe fließt. Beim Fließen des Stromes auf und in das Gewebe wird dieses endogen erhitzt, wodurch je nach Stromstärke und Einwirkdauer unterschiedliche Gewebeeffekte, wie Austrocknung, Denaturierung, Koagulation, Karbonisation, oder auch Vapourisation des Gewebes (siehe Tabelle 2.1) resultieren können.

Der durch das Gewebe fließende HF-Strom fließt zur Neutralelektrode, die am Patienten und dem elektrochirurgischen Generator angebracht ist, zurück und schließt somit den elektrischen Stromkreis (siehe Abb. 2.4 und Abb. 3.3).

3.1.3 Gegenelektroden

In den hier beschriebenen Experimenten wird als Gegenelektrode eine halbierte Schweineniere verwendet, die mit einem Seziermesser geteilt wird. Die verwendeten Schweinenieren wurden von einem Schlachthof beschafft und bei -21 °C eingefroren. Für die Experimente wurde die zu verwendende Schweineniere in einem Wasserbad bei 25 °C aufgetaut.

Die Verwendung von Nierengewebe begründet sich in dessen homogener Gewebestruktur des Rindengewebes. Durch die Behandlung der Niere mit einem Plasma und der damit einhergehenden endogenen Erwärmung des Gewebes zeichnen sich die erzielten Gewebefeffekte in Form der Verfärbung des Gewebes gut ab. Die makroskopisch sichtbaren Gewebefeffekte bieten dann die Möglichkeit den Durchmesser und die Tiefe der erzielten Läsion (Gewebeschädigung) zu bestimmen.

Weiterhin wird zur Charakterisierung der APC-Plasmaentladung eine metallische Gegenelektrode gewählt. Hierbei findet die APC-Applikation direkt auf die Neutralelektrode, die aus Edelstahl besteht, statt. Zum Schutz des elektrochirurgischen Generators wird dabei ein Serienwiderstand von $50\ \Omega$ zwischen den Generator und die Neutralelektrode geschaltet. Dieser Widerstand schützt nicht nur den Generator vor Überstrom, sondern simuliert gleichzeitig die Größe des bei dieser Anwendung fehlenden Gewebewiderstandes.

3.2 Polaritätsabhängige APC

3.2.1 Aufbau und Funktionsweise

Für die Untersuchung des Einflusses der Polarität der HF-Spannungsphasen auf das zur Koagulation verwendete Argonplasma und damit auch auf den erzielbaren Gewebefeffekt wird ein weiterer Versuch vorgenommen. Bei diesem Versuch zeichnet sich die applizierte HF-Wechselspannung nicht durch die in 2.5.6 beschriebene Reihenfolge von einer positiven gefolgt von einer negativen HF-Spannungsphase aus. Während dieses Versuchs besteht die applizierte Spannungsform *ausschließlich* aus positiven bzw. negativen HF-Spannungsphasen, die zur Plasmabehandlung verwendet werden.

Für den Zweck der Erzeugung rein positiver bzw. negativer HF-Spannungsphasen wird ein Zweiweggleichrichters (ZWGR) verwendet.

Der ZWGR invertiert eine der beiden applizierten HF-Spannungsphasen pro Spannungspuls. Der in diesem Experiment eingesetzte Zweiweggleichrichter besteht aus 16 Dioden (Silicon Zener Diode Z043 [99]) (Abb. 3.4).

Bei dem hier aufgebauten und angewendeten ZWGR werden in jedem spannungsführenden Zweig 4 Zener-Dioden in Reihe geschaltet, um bei einer Plasmazündung im kV-Spannungsbereich eine Zerstörung der Dioden zu verhindern.

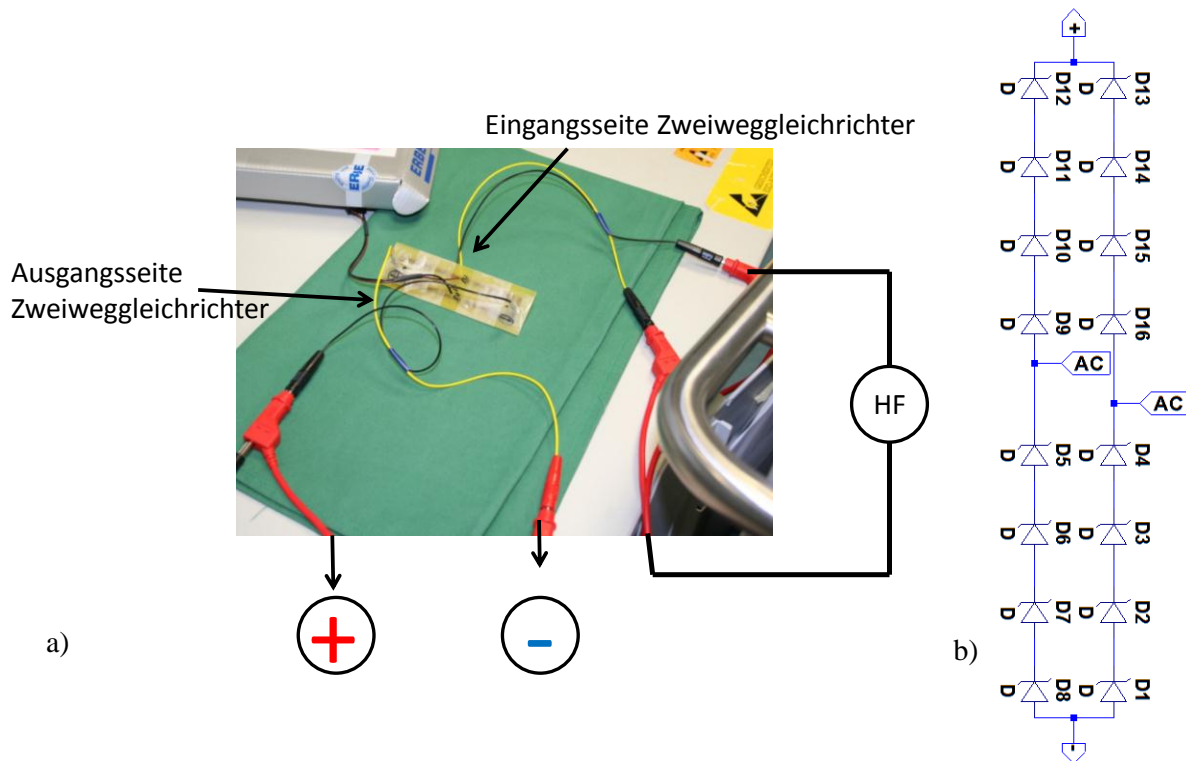


Abb.3.4: a) Anschlüsse des Zweiweggleichrichters an den HF-Generator (HF), an das APC-Instrument sowie an die Neutralelektrode. Polarität der HF-Spannung wird durch den Anschluss des APC-Instrumentes und die Neutralelektrode an + bzw. – festgelegt. b) schematischer Aufbau des Zweiweggleichrichters.

Die Charakteristik, die hinter dem ZWGR steht, ist das Gleichrichten einer Wechselspannung (AC) (siehe Abbildung 3.5 und 3.6), wodurch eine pulsierende Gleichspannung (DC) (siehe Abb. 3.5 und 3.6) resultiert. Hierbei wird dem AC-Eingang (*Eingangsseite Zweiweggleichrichter*, Abb.3.4) des ZWGR die vom elektrochirurgischen Generator abgegebene HF-Spannung eingepreßt, die dann als gleichgerichtetes Signal am DC-Ausgang des ZWGR (*Ausgangsseite Zweiweggleichrichter*, Abb. 3.4) abgenommen wird. Der DC-Ausgang des ZWGR hat seinerseits einen Minus- und einen Pluspol, an den das Instrument angeschlossen werden kann.

Die in Abb. 3.4 gezeigten Pole (plus und minus) werden an die APC-Sonde bzw. an die Neutralelektrode angeschlossen. Je nach Anschluss ergibt dies für die resultierende APC Applikation, eine rein positive bzw. rein negative applizierte HF-Spannung (Abb. 3.5 und 3.6). Dementsprechend ist die APC-Elektrode bei rein positiver HF-Spannung ausschließlich die Anode und bei rein negativer HF-Spannung ausschließlich die Kathode.

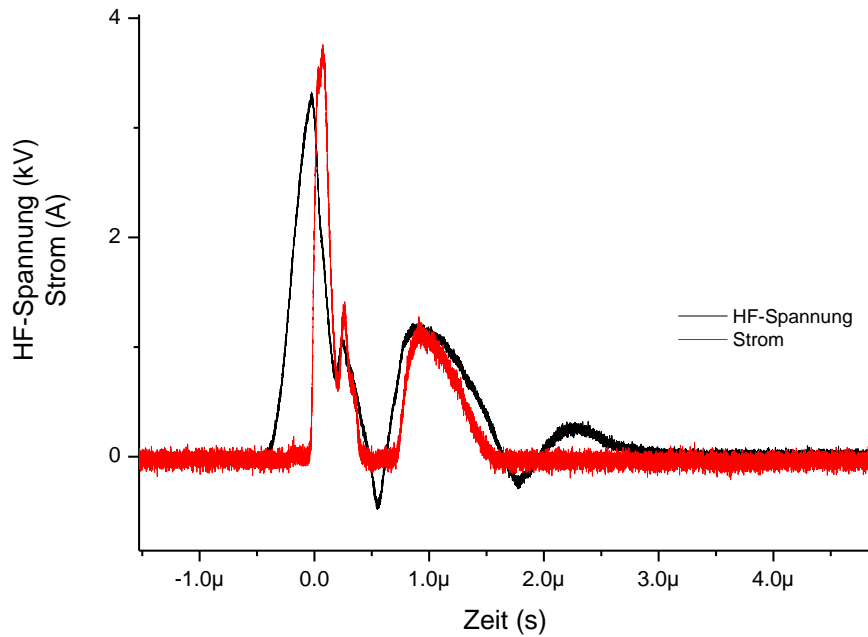


Abb.3.5: Strom-Spannungskennlinie bei Verwendung des Zweiweggleichrichters (ZWGR). Positive Polarität der Ausgangsseite des ZWGR an das APC-Instrument und negative Polarität der Ausgangsseite des ZWGR an die Neutralelektrode angeschlossen.

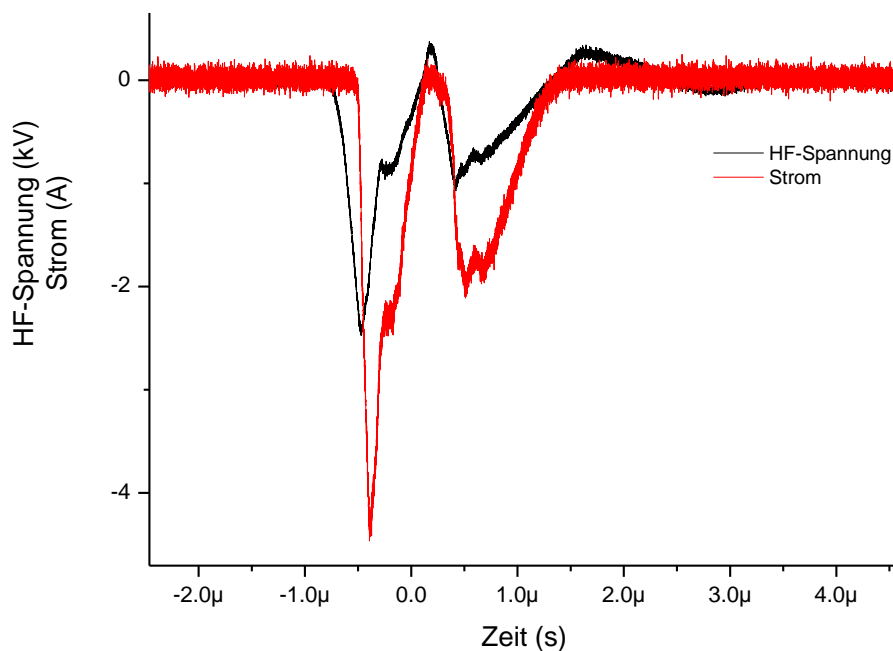


Abb.3.6: Strom-Spannungskennlinie bei Verwendung des Zweiweggleichrichters (ZWGR). Positive Polarität der Ausgangsseite des ZWGR an die Neutralelektrode und negative Polarität der Ausgangsseite des ZWGR an das APC-Instrument angeschlossen.

3.2.2 Einstellungen

Für die Untersuchung des Plasmas und des Gewebeeffektes durch die Plasmaapplikation, wie in Abb. 3.5 und 3.6 gezeigt werden die Einstellungen Forced APC 60 W mit einem gewählten Gasfluss von 1 l/min Ar/N₂ (95%/5%) auf Gewebe untersucht. Als Gewebe wurde

Nierengewebe verwendet. Der Abstand zwischen dem distalen Ende der senkrecht angeordneten APC-Sonde und der Gewebeoberfläche wird auf 2 mm festgesetzt.

3.3 Wasserunterstützte APC

3.3.1 Aufbau und Funktionsweise

Um den Einfluss von Flüssigkeit im Operationssitus auf die APC-Entladung zu verstehen, wird in einem weiteren Versuch die senkrechte APC-Applikation auf Schweineniere in einem Abstand von 2 mm mit waagerechter Einspritzung eines Sprühnebels untersucht (Abb. 3.7). Dieser Sprühnebel wird in einem Abstand von 10 mm zum APC-Entladung eingespritzt und durch die Flüssigkeitsversorgungseinheit ERBEJet 2-System (ERBE Elektromedizin GmbH, Tübingen) und die Verwendung einer Sprühdüse (Mehrstoffdüse mit einer Düsenöffnung von 120 μm) erzeugt.

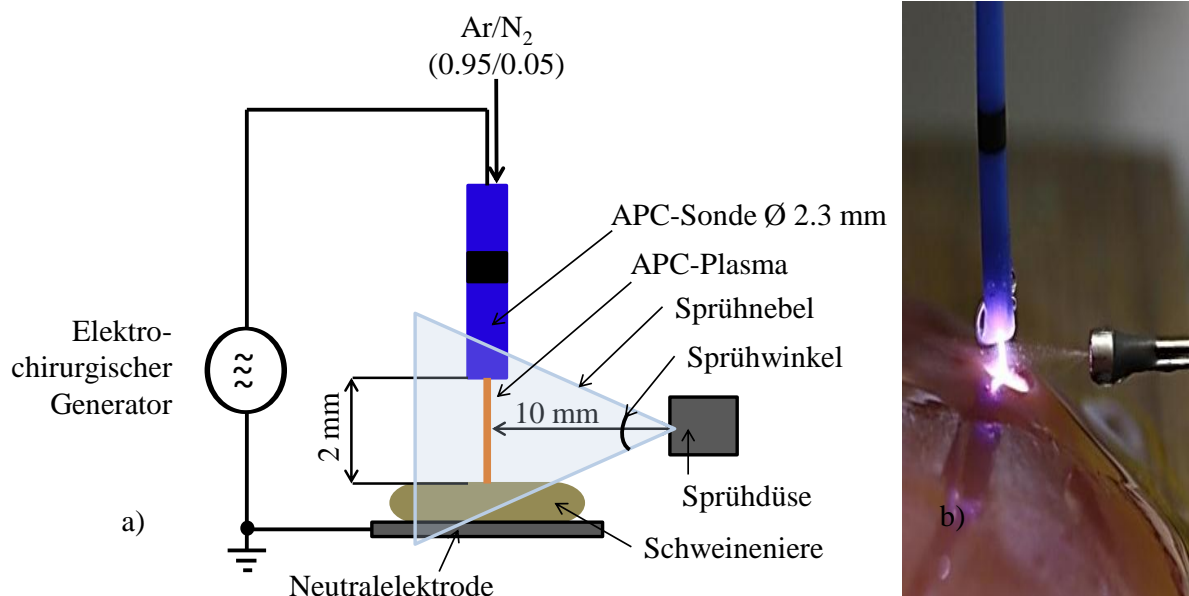


Abb.3.7: Versuchsaufbau für die wasserunterstützte APC Plasmabehandlung von Schweineniere. a) schematischer Aufbau, b) experimentelle Anwendung.

3.3.2 Einstellungen

Die zu diesem Zweck verwendete Sprühdüse produziert einen feinen homogenen Sprühnebel mit Tröpfchengrößen von ca. 5 – 10 μm . Die Sprühdüse wird mit Aqua demin. (demineralisiertes Wasser) betrieben, welches vom ERBEJet 2 kontinuierlich abgegeben wird. Dabei werden Durchflüsse von 4, 8, 12 und 16 ml/min Aqua demin. zur Zerstäubung verwendet, wodurch verschiedene Sprühwinkel durch die verwendete Sprühdüse erzielt werden (Tabelle 3.1).

Tabelle 3.1: Sprühwinkel der Sprühdüse in Abhängigkeit vom eingestellten Flüssigkeitsdurchfluss.

Flüssigkeitsdurchfluss	4 ml/min	8 ml/min	12 ml/min	16 ml/min
Sprühwinkel	$16^\circ \pm 2^\circ$	$41^\circ \pm 2^\circ$	$53^\circ \pm 3^\circ$	$59^\circ \pm 5^\circ$

Bei diesem Versuch wird wiederum eine senkrechte Applikation des APC-Plasmas mit einem Gasfluss von 1 l/min Argon-Stickstoff-Gemisch (95%/5%) und einer eingestellten Leistung von 60 W auf Nierengewebe untersucht.

3.4 Untersuchung des Einflusses von Atmosphärgasen

Der Plasmakanal mit dem Arbeitsgas Argon und Stickstoff wird von Atmosphärgasen bzw. im Operationssitus vorkommenden Gasen umgeben. In der Atmosphäre bzw. in situ vorkommender Sauerstoff oder auch Wasserdampf kann dabei in den Plasmakanal eindiffundieren und die Plasmabedingungen sowie die Gewebeeffekte beeinflussen.

Bei diesem Versuch wird dem Arbeitsgasgemisch aus Argon und Stickstoff in geringen Mengen das elektronegative Gas Sauerstoff beigemischt.

Dabei werden dem Plasmagas (Ar/N_2) mit dem gewählten Gasfluss von 1 l/min vier verschiedene Mengen an Sauerstoff beigemischt. Es handelt sich dabei um 5, 10, 50 und 100 ml/min Sauerstoff zum Arbeitsgas. Die prozentuale Zusammensetzung von H_2O , Ar und N_2 wird für jede untersuchte Plasmaapplikation in Kapitel 8 gezeigt. Die Beimischungen von Sauerstoff werden kontrolliert mittels eines Massendurchflussregler (Bronkhorst High Tech[®]) dem Arbeitsgas kontinuierlich zugeführt. Die Plasmazündung erfolgt mit dem Mode Forced APC und der eingestellten maximalen Leistungsabgabe 60 W auf Nierengewebe.

Die Applikationen erfolgen auch hier in einem senkrechten Abstand von 2 mm von dem distalen APC-Sondenende zur Nierengewebeoberfläche (Abb. 3.8).

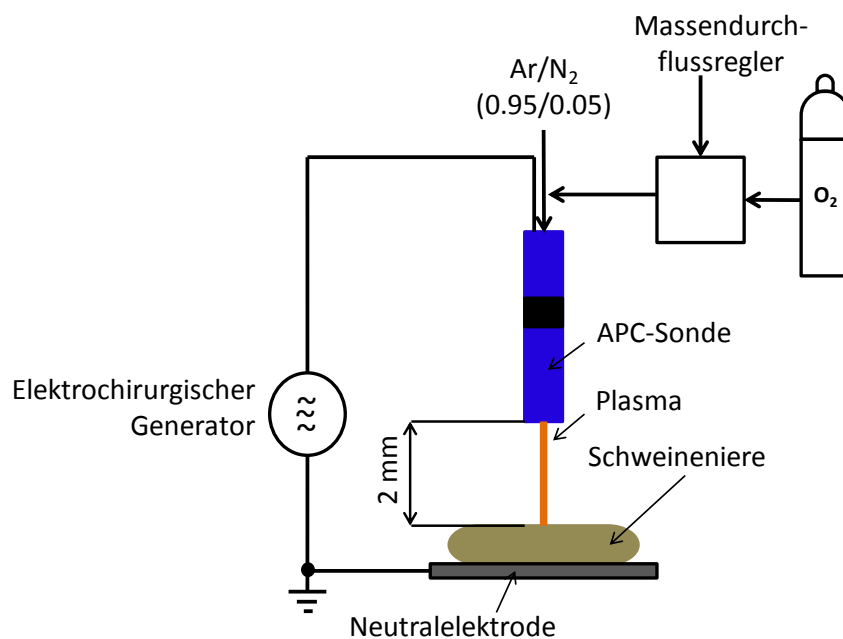


Abb.3.8: Versuchsaufbau für die Untersuchung der Beimischung von Sauerstoff zum Arbeitsgas.

4. Messmethoden

Die in den Experimenten verwendeten Messmethoden werden in diesem Kapitel näher beschrieben.

4.1 Bestimmung des Gewebeeffektes

Die Bestimmung der erzielten Läsionen durch die Plasmabehandlung des Gewebes wird mittels der Ausmessung des Gewebeeffektes mit dem Mikroskop (Carl Zeiss MicroImaging GmbH, Jena, Deutschland; Kamerasystem Axio Vision LE Rel. 4.4) durchgeführt. Dabei wird nach der SOP 3-04 (*Standard Operating Procedure*, [100] ERBE Elektromedizin GmbH, Tübingen) vorgegangen: Der Koagulationsdurchmesser der kreisförmigen Läsion wird durch dreimalige Vermessung und Bildung des arithmetischen Mittels der mittlere Koagulationsdurchmesser bestimmt (siehe Abb. 4.1). Bei diesen Ausmessungen wie in Abbildung 4.1 dargestellt, werden die einzelnen Durchmesser jeweils um 120° versetzt gemessen. Weiterhin wird die maximale Eindringtiefe der Läsion durch die Messung in der Tiefe bestimmt. Dazu wird der makroskopisch sichtbare Gewebeeffekt mittels Skalpell mittig aufgeschnitten und die maximale Eindringtiefe der koagulierten Schicht ausgemessen.

Aus statistischen Gründen, werden $N = 10$ plasmainduzierte Gewebeeffekte nach dem in Abb. 4.1 gezeigten Ausmessungen behandelt. Die angegebenen Daten für den mittleren Koagulationsdurchmesser $\bar{\text{ØD}}$ (in mm) und die maximale Eindringtiefe L_{max} (in mm) stellen die Mittelwerte aus den $N = 10$ Stichproben dar.

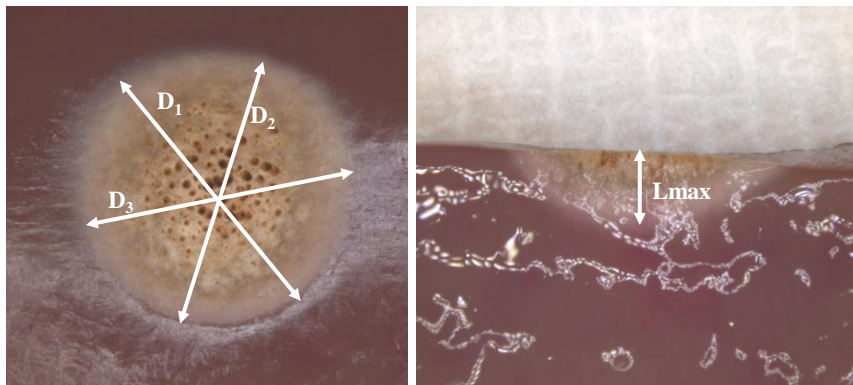


Abb.4.1: Ausmessung des erzielten Gewebeeffektes. Links – dreimalige Bestimmung des Koagulationsdurchmesser (D_1 , D_2 , D_3) des Gewebeeffektes auf der Gewebeoberfläche, rechts – Bestimmung der maximalen Eindringtiefe (L_{max}) der Gewebeschädigung durch einen mittigen Schnitt der thermischen Läsion.

4.2 Diagnostische Methoden

4.2.1 Optische Emissionsspektroskopie (OES)

Die Aufnahme von Emissionsspektren des APC-Plasmas zeigt neben den Emissionslinien des Argons auch Emissionsbanden von verschiedenen Molekülen (siehe Kapitel 5), wie z.B. N_2 , NH, CN, H_2O und OH. Sichtbar werden diese atomaren und molekularen Banden einerseits aufgrund des Energieeintrags des Plasmas in das Gewebe und dem damit verbundenen Herauslösen von Teilchen aus dem molekularen Gewebeverband und andererseits durch die Eindiffusion von atmosphärischen Gasen und Wasserdampf in den Plasmakanal. Beim Eindiffundieren dieser Substanzen in den Plasmakanal wird neben der Beeinflussung der Plasmabedingungen auch der resultierende durch die Plasmabehandlung induzierte Gewebeeffekt beeinflusst.

Als Sensorgas für die hier durchgeführte Diagnostik wird Stickstoff verwendet, da das UV-Emissionsspektrum von Stickstoff sehr intensiv und gut bekannt ist und die Anregungs- und Abregungsmechanismen sowie Elektronenstoßanregungsquerschnitte bei Stickstoff sehr gut erforscht sind [37].

Dass die Beimischung von Stickstoff zum Plasmagas in geringer Konzentration keinen signifikanten Einfluss speziell auf die Parameter, wie elektrischer Plasmastrom, Potentialdifferenz und die eingespeiste und abgegebene Leistung ins Plasma hat, wurde in [37] gezeigt.

Weiterhin bietet Stickstoff die Möglichkeit bei geringer Beimischung nur eine minimale Beeinflussung der Plasmachemie der APC-Entladung [135] zu verursachen. Die Menge an Stickstoff, die in diesem Experiment dem Arbeitsgas Argon beigefügt wird, beträgt 5%. Diese 5% Stickstoffbeimischung ist so ausgewählt, dass sie die Intensität der UV-Emissionsbanden von Stickstoff um etwa 50% erhöhen, wobei sich der elektrische Stromfluss sowie der Gewebeeffekt nicht verändern [135]. Mithilfe von Stickstoff als Sensorgas werden damit die Plasmaparameter, die Gastemperatur und die Stickstoffmenge, die in den Plasmakanal bei einer APC-Applikation ohne Stickstoffbeimischung eindiffundiert, ermittelt (siehe Kapitel 5). Hierzu werden die zwei vibratorischen Übergänge der Rotationsbande des Stickstoffmoleküls $N_2(C-B,0-0)$ bei $\lambda = 337.1$ nm und $N_2(C-B,0-1)$ bei $\lambda = 357.7$ nm und der vibratorische Übergang des Stickstoffmoleküls $N_2^+(B-X,0-0)$ bei $\lambda = 391.4$ nm verwendet [105].

- *Echelle Spektrometer*

Die Aufnahme der zur Diagnostik eingesetzten optischen Emissionsspektren erfolgt mittels einem Breitband Echelle Spektrometer. Dieses Spektrometer (ESA 3000, LLA Instruments, Berlin, Deutschland) besitzt eine spektrale Auflösung $R = \lambda/\Delta\lambda = 13333$ für den Wellenlängenbereich von $\lambda = 200 - 800$ nm und eine spektrale Auflösung $\Delta\lambda$ von 0.015 - 0.06 nm (Halbwertsbreite (FWHM) der Gerätefunktion des Spektrometers). Der Einsatz einer solch hohen spektralen Auflösung ist notwendig, um die rotatorische Struktur der Stickstoffemissionsspektren aufzulösen, die für die Bestimmung der Gastemperatur im Plasma genutzt werden.

Die spektrale Auflösung des verwendeten Spektrometers hängt hierbei von der Winkeldispersion $\delta\phi/\delta\lambda$, mit ϕ dem Ablenkwinkel (in $^\circ$), des im Spektrometer befindlichen Beugungsgitters ab [101]. Während die Breite eines Pixels auf dem CCD-Sensor (CCD – charge coupled device) konstant bei 24 μm liegt, ist die detektierte Intensität einer Wellenlänge, die auf einem Pixel abgebildet ist von der Wellenlängenregion abhängig.

Dadurch ergibt sich, dass bei der Aufnahme eines Spektrums bei 200 nm jedes Pixel 5 pm des Wellenlängenbereiches aufnimmt, wohingegen ein Pixel im Wellenlängenbereich von 800 nm 20 pm des Wellenlängenbereichs, die pro Pixel abgebildet werden, aufnimmt.

Die Größe des Wellenlängenbereiches, der auf einem Pixel abgebildet ist, ist umgekehrt proportional zur spektralen Ordnung des Gitters (Echelle-Gitter). Bei dem hier verwendeten Echelle Spektrometer ist die Abbildung des gesamten Wellenlängenbereiches in mehr als 100 spektralen Ordnungen möglich.

Das eingesetzte Echelle Spektrometer ist relativ und absolut mittels einer Wolframbandlampe und der Stickstoffoxid- und Stickstoffmolekülfotoemission kalibriert [101].

An das Echelle Spektrometer ist eine optische Faser (Lichtleiterkabel, OP600-2-UV-VIS, EOS-063729-5, LLA Instruments GmbH, Berlin, Abb. 3.3) angebracht. Diese optische Faser wird in einem definierten Abstand zum Plasma angeordnet. Diese Faser ermöglicht es, das Echelle Spektrometer entfernt vom Plasma aufzustellen und so die Einkopplung elektromagnetischer Störstrahlung zu minimieren.

Um den Raumwinkel des Spektrometers zu begrenzen, wird die optische Faser am distalen Ende mit einer Lochblende versehen. Diese Lochblende hat eine Austrittsöffnung vom Durchmesser d_L 1 mm und eine Länge von 5.7 cm. Die Lochblende wird in einem Abstand von 6 mm auf die optische Faser aufgeschraubt und ergibt somit einen Akzeptanzwinkel von 0.7° . Der Abstand d , mit dem die optische Faser mit aufgesetzter Lochblende zum Plasma angeordnet ist, geht in die Berechnung der vom Echelle Spektrometer detektierten Fotoemissionsintensität ein. Dies wird später bei der Berechnung des geometrischen Faktors näher beschrieben.

- *Plasmachemisches Modell*

Die wichtigsten Prozesse, die in einem Plasma stattfinden, sind Dissoziations-, Anregungs-, Abregungs-, Ionisations- und Rekombinationsprozesse. Die genannten Prozesse können dabei durch Elektronenstöße oder durch Schwerteilchenstöße gekennzeichnet sein. Für den Teilchenstoß sind dabei die Spezies, die im Plasma vorliegen bedeutsam. Weiterhin existiert im Plasma ein Prozesse bei dem spontan Emission abgegeben wird, die Fotoemission.

Im hier untersuchten Plasma handelt es sich dabei hauptsächlich um Argon- und Stickstoffspezies [104].

Für die geringe Beimischung von 5% Stickstoff zum Arbeitsgas Argon wird das folgende plasmachemische Modell für Anregungs-, Abregungs- und Ionisationsprozesse verwendet (Abb. 4.2) [104].

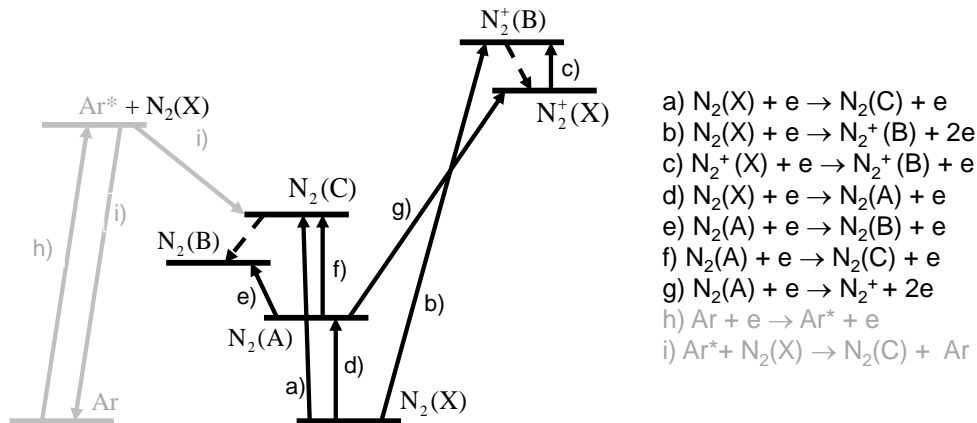


Abb.4.2: Plasmachemisches Modell: allgemeines Schema der Energieniveaus und Prozesse für die OES-diagnostische Anwendung von $N_2(C-B)$ und $N_2^+(B-X)$. $N_2(X)$ – Stickstoffmolekül im Grundzustand, $N_2(A)$ – Stickstoffmolekül im angeregten Zustand A, $N_2(B)$ – Stickstoffmolekül im angeregten Zustand B, $N_2(C)$ – Stickstoffmolekül im angeregten Zustand C, N_2^+ – alle möglichen Zustände des Stickstoffmolekülions, $N_2^+(X)$ – Stickstoffmolekülion im Grundzustand, $N_2^+(B)$ – Stickstoffmolekülion im angeregten Zustand B, Ar – Argonatom, Ar^* - angeregtes Argonatom.

Die drei genannten Prozesstypen:

- direkte Elektronenstoßanregung (a, b, d, h) aus dem Grundzustand $N_2(X)$ und Ar-Atome,
- stufenweise Elektronenstoßanregung (e, g) aus den metastabilen Zuständen $N_2(A)$ und dem Grundzustand des Stickstoffmolekülions $N_2^+(X)$ (c), sowie
- die Anregung von $N_2(C)$ bei der Abregung der Ar-Atome (i) gehen in das betrachtete plasmachemische Modell ein (siehe Abb. 4.2).

4.2.2 Mikrofotografie

Bei der hier präsentierten Plasmacharakterisierung wird die Mikrofotografie zur Bestimmung des Plasmadurchmessers und zur Interpretation der einzelnen Entladungsformen verwendet. Dabei kommt eine sensitive Hochgeschwindigkeits-CCD-Kamera (Sensicam qe, PCO Deutschland) mit einer räumlichen Auflösung von $6.5 \mu\text{m}$ zum Einsatz. An dieser Kamera kann die Belichtungszeit von 500 ns (fast shutter) auf bis zu 3600 s (long exposure) gewählt werden.

Der in der Kamera verwendete CCD-Chip besitzt eine Größe von 1280×1024 Pixel und wird von einem PC angesteuert (CamWare Version 3.03, PCO Deutschland). Die Kamera wird durch ein Kühlungssystem auf $12 \text{ }^\circ\text{C}$ gekühlt und kann mit verschiedenen Vergrößerungsobjektiven ausgestattet werden. In den hier dargestellten Experimenten wird ein Zoom-Objektiv der Firma Navitar Inc., US verwendet.

Die Plasmastrahlung durchquert das Zoom-Objektiv und trifft auf einen lichtempfindlichen CCD-Chip. Vom CCD-Chip der Kamera gelangt die Bildinformation zu einem PC, welcher das aufgenommene Bild in 1258×1024 Pixeln wiedergibt.

Die Größe eines Pixels wird mit einer Referenzaufnahme bestimmt (Abb. 4.3). Hierfür wird ein Maßstab an die APC-Sonde gehalten, um mit dessen definierter Größe die Anzahl der Pixel, die einen definierten Abstand beschreibt, auszuzählen und mithilfe des Maßstabes die Größe eines Pixels zu ermitteln. Für den hier gezeigten Aufbau beträgt die Größe eines Pixels $9.1 \mu\text{m}$.

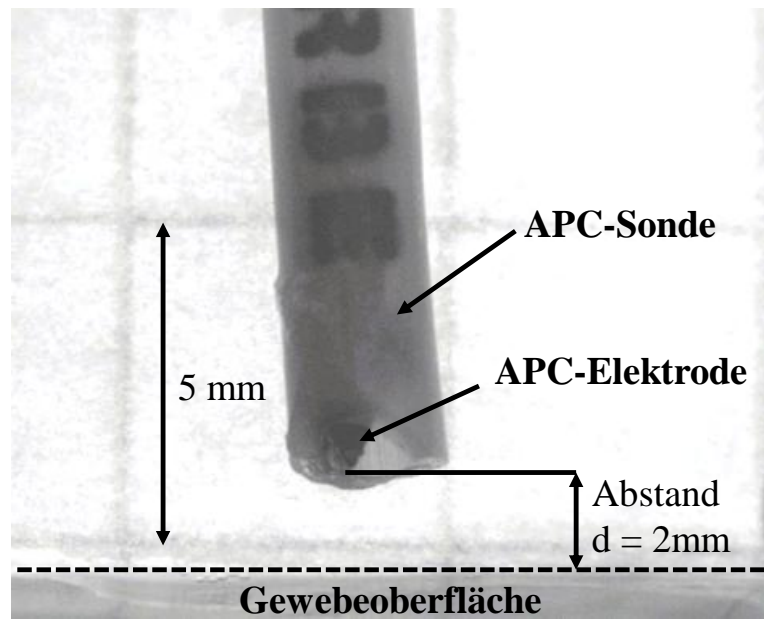


Abb.4.3: Referenzaufnahme zur Bestimmung der Pixelgröße bei Mikrofotografie.

Um wie hier beschrieben nicht nur zeitlich gemittelte Intensitätsverläufe zu betrachten, ist es notwendig, die interne Triggerfunktion der Kamera zu nutzen. Hierzu kommt ein Pulsgenerator zum Einsatz. Dieser wird über das Oszilloskop mit der aktiven APC-Elektrode verbunden. Sobald der Pulsgenerator einen Anstieg des positiven HF-Spannungssignals (Abb. 4.4) detektiert, gibt er das Signal an die Kamera weiter.

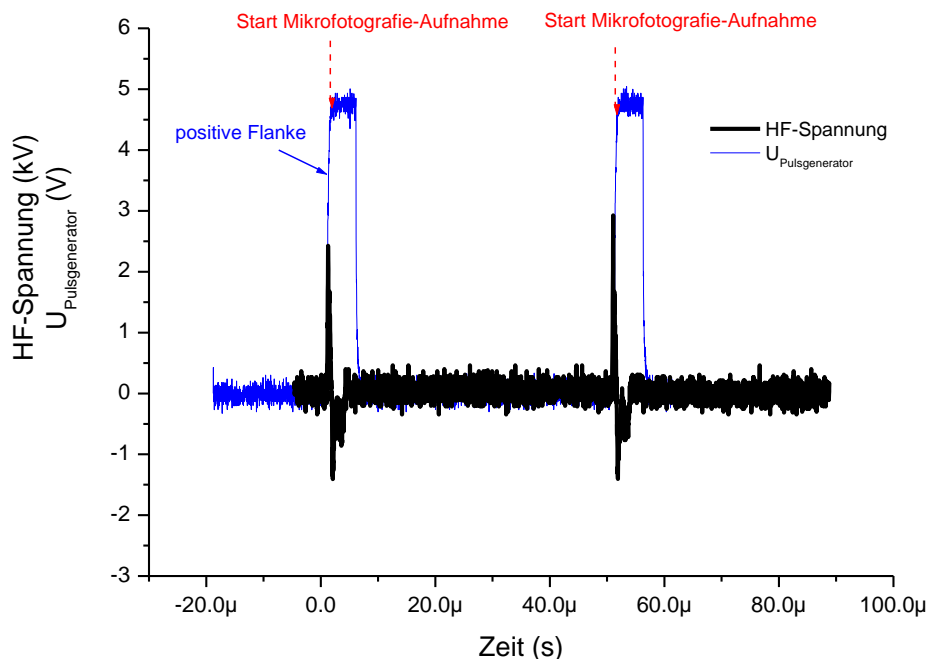


Abb.4.4: Spannungsverläufe für die applizierte HF-Spannung bei Plasmazündung und das vom Pulsgenerator abgegebene Spannungssignal an die Hochgeschwindigkeitskamera zum Start der Bildaufnahme.

Die Kamera startet dann die Messung mit einem Zeitfenster von 500 ns. Nach dem Ablauf von 500 ns -Aufnahmezeit erfolgt der nächste Messstart, wenn vom Pulsgenerator das nächste positive Ansteigen der HF-Spannung detektiert wird. Auf diese Weise werden pro Messzyklus 91 Bilder für 91 der HF-Spannungspulse aufgenommen.

Mittels der internen Triggervverzögerung besteht die Möglichkeit den HF-Spannungspuls und somit den Entladungsprozess abzutasten. Der Start der Belichtungszeit des CCD-Chips kann dabei in ns-Schritten variiert werden. Obwohl die minimale Belichtungszeit von der verwendeten Hochgeschwindigkeitskamera relativ lang ist (500 ns) kann mit ihr aufgrund des schnellen Abfalls der Empfindlichkeit am Ende der Belichtungszeit der vorliegende schnelle Entladungsprozess bei der Plasmazündung qualitativ ermittelt werden.

4.2.3 Strom-Spannungsmessungen

Der elektrische Plasmastrom (HF-strom), die Spannung und die Plasmadauer werden mit einer Pearson-Sonde (PearsonTM Current Monitor-2877, 1 V: 1 A) und einem Spannungsteiler (ppt puls-plasmatechnik GmbH, Dortmund) an einem Digitalen Speicheroszilloskop (LeCroy Waverunner 204 Xi-A, 2 GHz) abgebildet und bestimmt.

4.2.4 Numerische Simulationen

Die Anwendung numerischer Simulationen ist von außerordentlicher Bedeutung, sobald die Aufnahme experimenteller Messwerte an ihre Grenze stößt bzw. wenn man experimentell aufgenommene Daten auf ihre Richtigkeit prüfen möchte. So werden zur Plasmacharakterisierung des APC Plasmas verschiedene Simulationsprogramme angewendet, damit eine vollständige und valide Plasmacharakterisierung gewährleistet ist.

Für die Bestimmung der Gastemperaturen in den unterschiedlichen atmosphärischen APC-Applikationen (siehe 4.3.1) wird das Programm LIFBASE [102] zur numerischen Simulation der Rotationslinienverteilung der Stickstoffmolekülbanden $N_2(C-B,0-0)$ und $N_2(C-B,0-1)$ verwendet. Hierbei handelt es sich um zwei Molekülbanden deren Lebensdauer im Nanosekundenbereich liegt [153,155]. Aufgrund der geringen Lebensdauer ist die Anregung dieser Molekülniveaus ausschließlich durch den direkten Elektronenstoß möglich und kann zur Bestimmung der Gastemperatur im untersuchten Plasma herangezogen werden.

Des Weiteren wird für die Untersuchung des Kühlungsprozesses des geheizten zylindrischen APC-Plasmakanals mittels numerischer Simulation die Wärmeleitungsgleichung gelöst.

Die endogene Erwärmung des Gewebes durch den elektrischen Strom wird numerisch mittels COMSOL Multiphysics[®] simuliert. Dabei wird die Gewebeheizung durch den elektrischen Strom, die Wärmeleitungsgleichung und die Kühlung durch Luft bzw. Wasser berücksichtigt.

Für die Bestimmung der Elektronenverteilungsfunktion und der Driftgeschwindigkeit der Elektronen bei einem variierenden elektrischen Feld wird die Boltzmann-Gleichung unter APC-Bedingungen in lokaler Näherung mittels der Programmierung „EEDF“ [103] bestimmt.

4.3 Bestimmung der Plasmakenngrößen

4.3.1 Gastemperatur

Durch die Energieeinkopplung ins Gewebe während der Plasmaanwendung werden molekulare Spezies aus dem Gewebe herausgelöst. Diese werden dann im Plasma angeregt, dissoziiert bzw. ionisiert und können dadurch teilweise Fotoemissionen abgeben, die ihrerseits die Fotoemission der hier verwendeten Molekülbanden des Stickstoffs überlagern. Das sind vor allem die zweiatomigen Moleküle NH(A-X) bei ~ 336 nm und CN(B-X) bei 380 - 390 nm, die einerseits die neutrale Stickstoffbande (zweites positives System $N_2(C-B,0-0)$) (siehe Abb. 2.1) bei 337.1 nm) und andererseits die ionisierte Stickstoffbande (erstes negatives System $N_2^+(B-X,0-0)$ bei 391.4 nm) überlagern (siehe Abb. 2.1). Die Überlappung dieser molekularen Banden hat zur Folge, dass die Auswertung der Stickstoffbanden hinsichtlich der Gastemperaturbestimmung fehlerbehaftet ist.

Die Gastemperatur wird aufgrund dessen im Plasma als gemittelte Größe über eine Aktivierungsdauer von 1 Sekunde anhand der Rotationsverteilung der vibratorischen Banden $N_2(C-B,0-0)$ bei 337.1 nm und $N_2(C-B,0-1)$ bei 357,7 nm ermittelt. Die Verwendung einer zusätzlichen Bande des Stickstoffmoleküls $N_2(C-B,0-1)$ begründet sich in der Überlagerung der $N_2(C-B,0-0)$ Molekülbande durch eine NH(A-X,0-0) bei 335.8 nm (Abb. 4.5). Die beiden molekularen Banden weisen die gleiche Rotationstemperatur auf (siehe Abb. 4.6), da sie dasselbe obere energetische Niveau $N_2(C-0)$ für den Emissionsübergang besitzen.

Hierbei werden die gemessenen Spektren mit simulierten Spektren verglichen.

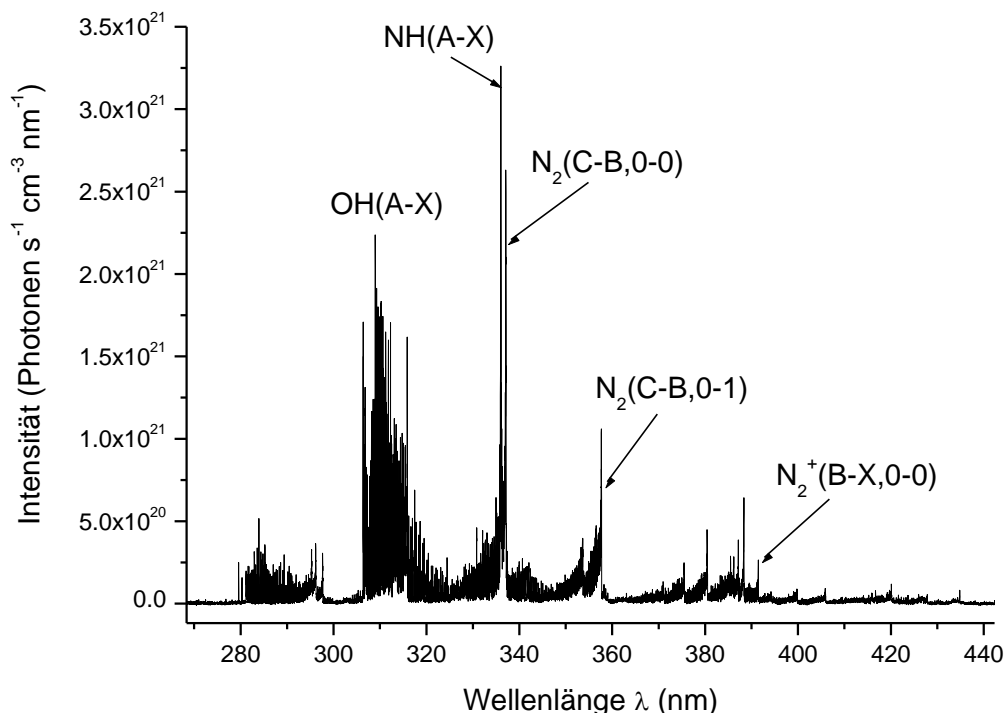


Abb.4.5: Überlagerung der Stickstoffmolekülbande $N_2(C-B,0-0)$ durch NH(A-X) im experimentell aufgenommenen Spektrum. *Hier:* experimentelles Spektrum einer Forced APC 60 W, 1 l/min Applikation.

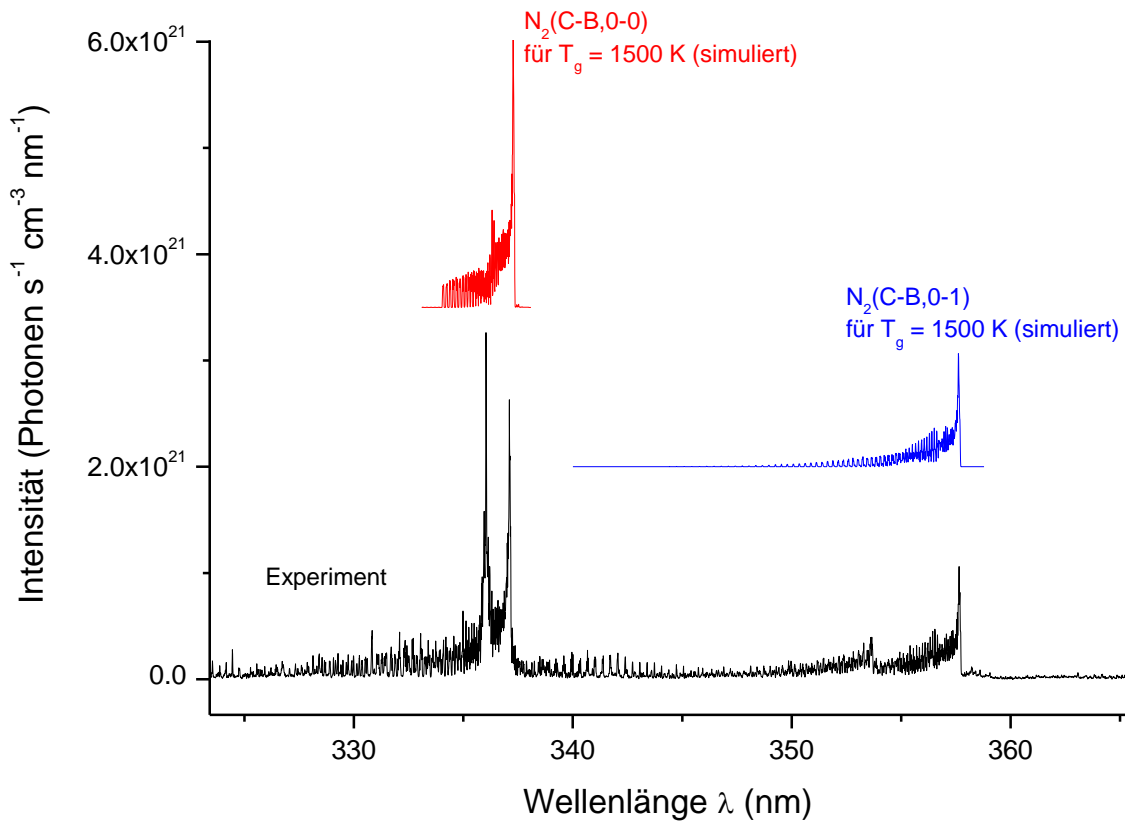


Abb.4.6: Bestimmung der Gastemperatur anhand Rotationsbandenverteilung der Stickstoffmolekülbande $N_2(C-B,0-0)$ und $N_2(C-B,0-1)$ im experimentell aufgenommenen Spektrum.

Die simulierten Spektren unterscheiden sich dabei in der Rotationstemperatur für die sie mittels LIFBASE simuliert wurden. Der Abgleich der gemessenen Spektren mit den simulierten Spektren erfolgt im Bereich der Rotationsübergänge linkerhand vom Molekülbandenkopf (sogenannter *Molekülschwanz*) nach dem besten Fit beider Spektren und ergibt die im Plasma im Mittel vorliegende Gastemperatur. Der Abgleich in der Region des Bandenschweifs wird gewählt, da dieser Bereich sehr empfindlich auf eine Änderung der Energie und damit auch der Gastemperatur reagiert.

4.3.2 Plasmadurchmesser

Für die Bestimmung des Plasmadurchmessers werden die experimentell aufgenommenen 2D-Bilder der Hochgeschwindigkeitskamera herangezogen (Abb. 4.5). Zur Ermittlung des Plasmadurchmessers wird eine gleichmäßige Verteilung der Fotoemission im zylinderförmigen Plasmakanal angenommen. Auf dieser Basis wird eine 2D-Abeltransformation angewandt [104, 105], wobei eine Fourier-Methode angesetzt wird, wie sie von Pretzler [106] beschrieben wurde. Dabei wird die radialsymmetrische Intensität, die hier in Form von Fotoemission vom Plasma abgegeben wird, von einem Detektor in 2D aufgenommen. Jeder Bildpunkt auf dem Detektor entspricht dann der Summe der jeweiligen radialen Intensitäten der Strahlungsquelle (hier: Plasma). Um aus der aufgenommenen Intensität des Plasmas auf die radiale Verteilung der Fotoemissionsintensitäten im Plasma zu schließen, kann Gl. (4.1) nach Bracewell [104] angewandt werden.

$$\text{Gl. (4.1)} \quad I(r) = C \cdot \sqrt{r_0^2 - r^2}$$

Mit $I(r)$ der Intensität in Abhängigkeit der radialen Position, C einer Konstanten und r_0 und r dem initialen und finalen Radius.

Die Notwendigkeit hinter der Anwendung der Abeltransformation ist die Tatsache, dass die Hochgeschwindigkeitskamera auf ihrem Detektor ein aufintegriertes zweidimensionales Bild der aufgenommenen räumlich-verteilten Intensität der Fotoemission abbildet. So muss mittels der Abeltransformation für zylindersymmetrische Anordnungen aus der 2D Aufnahme eine 3D-Aufnahme bestimmt werden, mittels der der Durchmesser des Plasmakanals ermittelt werden kann (Abb. 4.7 und Abb. 4.8).

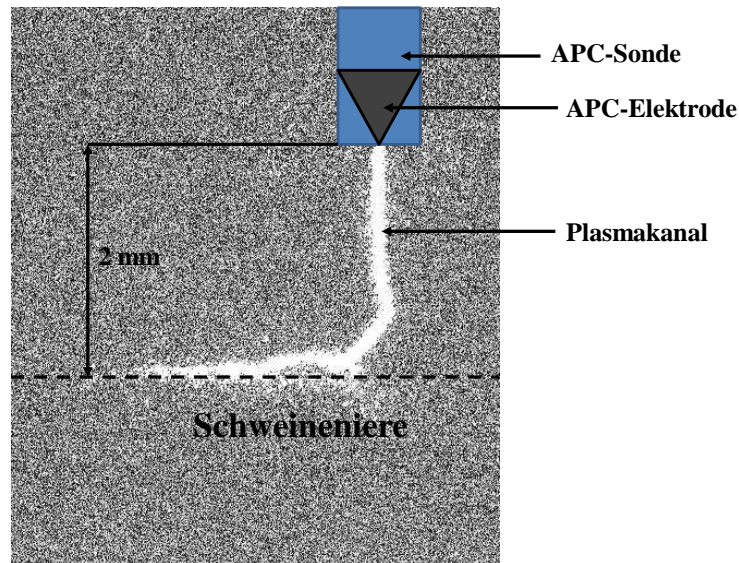


Abb.4.7: Mikro fotografie-Aufnahme des Plasmakanals einer APC Anwendung auf Schweineniere. Mikro fotografie-Aufnahme ist invertiert dargestellt, um das Plasma besser sichtbar zu machen.

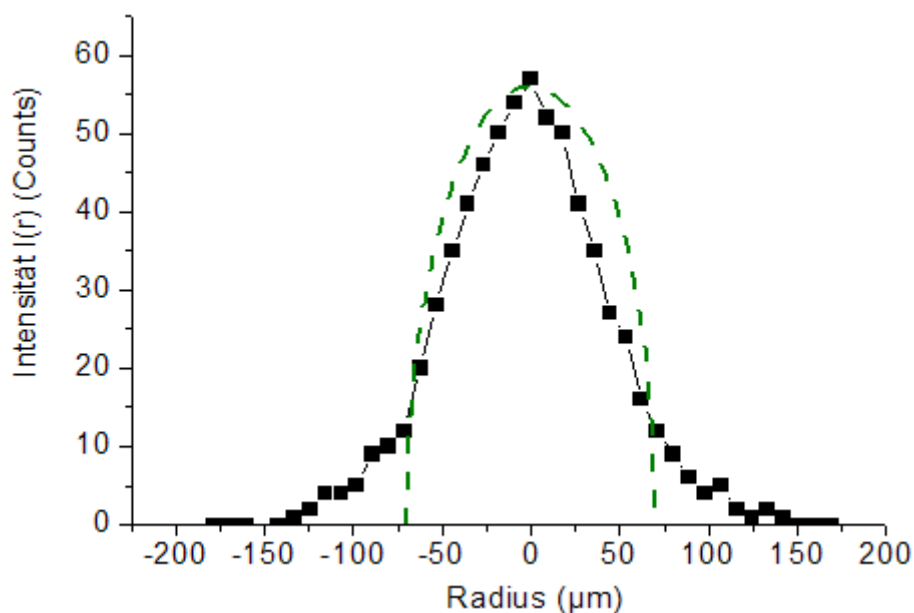


Abb.4.8: Radiale Intensitätsverteilung des APC Plasmakanals bestimmt mittels Mikro fotografie (■) und die berechnete Intensitätsverteilung des uniformen Plasmakanals (grüne, gestrichelte Linie).

Bei der Bestimmung des Durchmessers wird die Intensitätsverteilung in der Mikrofotografie-Aufnahme des Plasmakanals so normiert, dass das Integral nach der Abeltransformation identisch ist.

4.3.3 Plasmadauer und elektrischer Plasmastrom

Mithilfe der Strommessungen können anhand der Oszilloskopbilder die Plasmadauer und der elektrische Plasmastrom bestimmt werden. Dazu werden die Cursorfunktionen des Oszilloskops angewendet. Der Strom wird hierbei bei der Hälfte des Peakwertes $\frac{I_{max}}{2}$ bestimmt und mit I_{FWHM} (in A) bezeichnet. Die Plasmadauer wird als Halbwertsbreite (FWHM –full width at half maximum) bei der Hälfte des zuvor bestimmten Stromamplitudenwertes in der positiven HF-Stromphase bestimmt (Abb.4.9). Die Art der Bestimmung des Stromwertes und der Plasmadauer t_{int} (in ns) begründet sich auf der Tatsache, dass zur Ermittlung der eingangs erwähnten *gemittelten* Plasmaparameter ein größerer Fehler in der Bestimmung dieser resultiert, wenn für den Strom der Spitzenstromwert angenommen wird. Die Berechnung der Plasmaparameter aus den hier beschriebenen Kenngrößen wird in Kapitel 4.4 detailliert beschrieben. Die Bestimmung der Kenngrößen Plasmastrom und Plasmadauer für die positive Spannungsphase begründet sich in dem Auftreten der intensiv leuchtenden (geheizten) Plasmakanals und wird in Kapitel 5 näher erläutert.

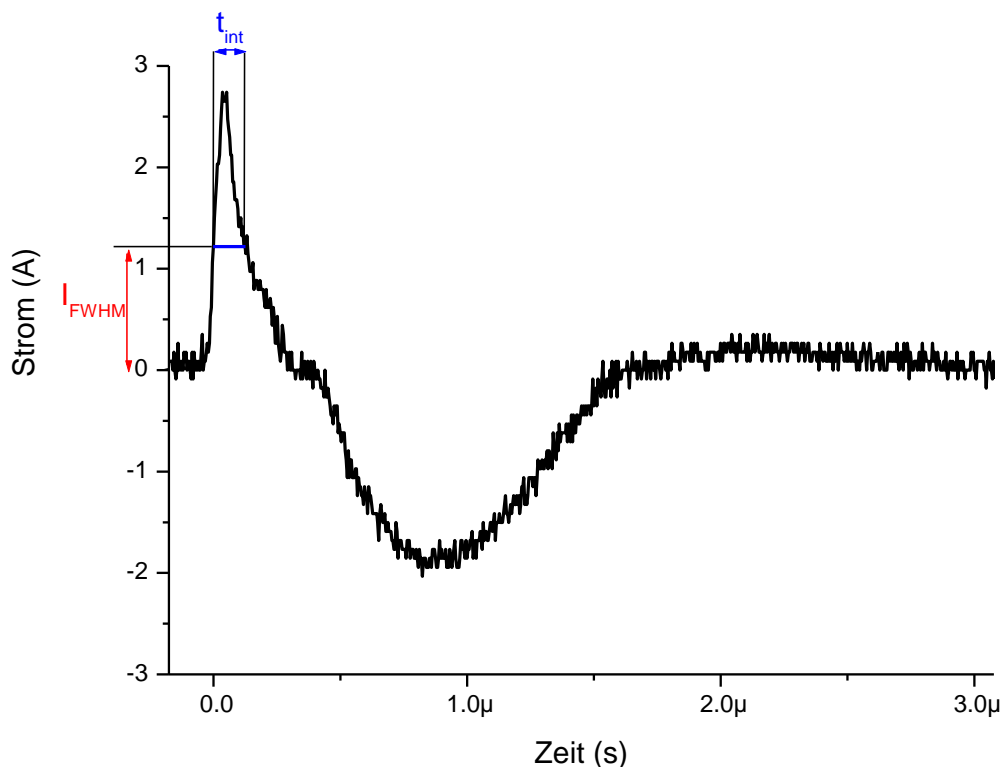


Abb.4.9: Strompuls bei APC Plasmazündung. Ausmessung vom mittleren elektrischen Strom (I_{FWHM}) und der Plasmadauer (t_{int}) in der positiven Stromphase.

4.4 Bestimmung der Plasmaparameter

Für das Plasma ist die Größe der elektrischen Feldstärke eine essentielle Größe, die für die Dichte, die Energie, die Mobilität und die Verteilung der Elektronen entscheidend ist. Aus diesem Grund wird die Größe des elektrischen Feldes, bzw. des reduzierten elektrischen Feldes E/N (in Td) (elektrisches Feld E bezogen auf die Gesamteilchendichte N) als Plasmakenngröße im physikalisch-technischen Sinn auch als Plasmaparameter bezeichnet. Zu den Plasmaparametern gehören des Weiteren die Elektronendichte und die Verteilung der Elektronenenergie und die Elektronenverteilungsfunktion (Geschwindigkeitsverteilungsfunktion EVDF in $eV^{-3/2}$), als Funktionen des reduzierten elektrischen Feldes. Die Ermittlung der Plasmaparameter wird nachfolgend beschrieben.

4.4.1 Elektronenenergieverteilungsfunktion

Durch die Bestimmung der Elektronenenergieverteilungsfunktion im Plasmakanal können Rückschlüsse auf die mittlere kinetische Energie, die Elektronentemperatur, die Driftgeschwindigkeit und u. a. die Ratenkonstante der Elektronenstoßanregung im Plasma gewonnen werden.

Aufgrund der geringen Masse lassen sich Elektronen sehr leicht durch ein anliegendes äußeres elektrisches Feld beeinflussen. Dabei gelingt es ihnen aber nur bedingt ihre kinetische Energie bei dem Stoß mit schweren Teilchen abzugeben, wodurch die mittlere kinetische Energie der Elektronen größer ist als die der schweren Teilchen. Bei den Stößen der Elektronen mit schweren Teilchen kann es zur Dissoziation, Anregung oder auch Ionisation der schweren Teilchen kommen, die die quasineutrale Elektronendichte im Plasma bilden.

Die Elektronenenergieverteilungsfunktion wird durch experimentelle Daten und numerische Simulationen bestimmt, wobei die Boltzmann-Gleichung Gl. (4.2) numerisch für die vorliegenden Plasmabedingungen gelöst wird.

$$\text{Gl. (4.2)} \quad \frac{\partial f}{\partial t} + v \cdot \nabla_r f - \left(\frac{e}{m_e} \cdot \vec{E} \right) \cdot \nabla_v f = \frac{\partial f}{\partial t} \Big|_{\text{Stöße}} \quad [107,108]$$

∇ ist hierbei der Differentialoperator, der den Phasenraum symbolisiert und $\frac{\partial f}{\partial t} \Big|_{\text{Stöße}}$, der Term, der die interpartikulären Stöße, die die Momentangeschwindigkeit v der Teilchen beeinflussen, beschreibt. Weiterhin ist e die elektrische Elementarladung (in C) und m_e die Masse (in kg) eines Elektrons.

In atmosphärischen Plasmen kann Gl. (4.2) in „lokaler“ Näherung gelöst werden, da hier elastische Stoßprozesse mit Schwerteilchen sehr viel häufiger vorkommen als inelastische Stöße, wodurch sich beim elastischen Stoß der Elektronen mit den Schwerteilchen zwar die Richtung der Elektronengeschwindigkeit ändert, jedoch der Betrag der Elektronengeschwindigkeit gleich bleibt. Dieses Ereignis ist auf das extreme Massenverhältnis zwischen Schwerteilchen und Elektronen zurückzuführen, wodurch die Elektronen im selben Raumpunkt an kinetischer Energie gewinnen und verlieren. Damit ist die Verteilungsfunktion der Elektronen unabhängig vom Ort im Plasma. Mittels dieser Feststellung kann der Term der Boltzmann-Gleichung (siehe Gl. (4.2)) $v \cdot \nabla_r f$ entfallen, der die Geschwindigkeit der Teilchen im Plasma beschreibt.

In Annahme, dass nur elastische Stöße (bei idealen Gasbedingungen) auftreten, stellt die Maxwellverteilungsfunktion die Lösung der obenstehenden Gleichung (4.2) dar. Die zugehörige Elektronentemperatur der Maxwellverteilungsfunktion kann anhand der optischen Emissionsspektren bestimmt werden. Da bei atmosphärischem Druck inelastische Stöße

zwischen Elektronen und schweren Teilchen sehr effektiv sind, weicht die Verteilung der Elektronen stark von der Maxwellverteilung ab. Aus diesem Grund müssen zusätzlich zur optischen Emissionsspektroskopie numerische Simulationen durchgeführt werden, um die EVDF zu bestimmen.

Die Boltzmann Gleichung wird numerisch für die verschiedenen Gasgemische, wie 95% Argon und 5% Stickstoff bei atmosphärischem Druck in lokaler Näherung für verschiedene Werte von reduzierten elektrischen Feldern bestimmt. Hierzu wird das Programm 'EEDF'[103], entwickelt von der Gruppe um A. P. Napartovich (Trinity Institute for Innovation and Fusion Research, Troizk, Moskau, Russland) genutzt.

Ist die Geschwindigkeitsverteilungsfunktion der Elektronen bekannt, so kann zunächst nur der Ratenkoeffizient der elementaren Stoßprozesse bestimmt werden.

4.4.2 Ratenkonstanten

Die Anzahl der elementaren Stoßprozesse in einem definierten Volumen, die in einer bestimmten Zeit stattfinden, wird als Rate (in $\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$) bezeichnet. Die Rate eines beliebigen Prozesses (Reaktion) ist das Produkt der Dichten der Reagenten und der Ratenkonstante k (Ratenkoeffizient).

Der Ratenkoeffizient ist von der mittleren Geschwindigkeit der Elektronen und von dem zugehörigen Stoßquerschnitt $\sigma(v)$ [109,110,111] abhängig. Die Geschwindigkeit der Elektronen wird als Funktion der kinetischen Energie dargestellt. Bei solch einer Transformation wird die EVDF über den Geschwindigkeitsraum integriert, wodurch sich ein Faktor von 4π ergibt, der durch einen Faktor $\sqrt{2\varepsilon}$ ergänzt wird, sobald die Transformation von dv nach $d\varepsilon$ stattfindet.

$$\text{Gl. (4.3)} \quad k = 4\pi\sqrt{2} \int_0^\infty f_{EVDF}(\varepsilon) \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \varepsilon \cdot \sigma(\varepsilon) d\varepsilon \quad [107]$$

Die Geschwindigkeitsverteilungsfunktion (in $\text{eV}^{-3/2}$) wird normiert (Gl. (4.4)).

$$\text{Gl. (4.4)} \quad \int f_{EVDF}(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon = 1 \quad [107]$$

4.4.3 Elektronendichte

Die Elektronendichte als eine Funktion des reduzierten elektrischen Feldes wird hier anhand zweier Gleichungen bestimmt.

Dabei kommt eine Kombination aus den Messungen der OES und die Strom-Spannungsmessungen, sowie Mikrofotografie und numerische Simulationen zum Einsatz.

Hintergrund hierfür ist, dass bei atmosphärischem Druck Strommessungen nicht ausreichend für die Bestimmung der Elektronendichte sind, da die Gasteilchendichte zu hoch ist [112]. Auch die alleinige Aufnahme von optischen Emissionsspektren ist nicht ausreichend, da Quenching (*stoßinduzierte Abregung*) von angeregten Zuständen die Emissionsprozesse dominiert. Um zuverlässige Plasmaparameter ermitteln zu können, müssen numerische Simulationen für spezielle Annahmen hinzugezogen werden.

Die Lösung dieses Problems stellt für die APC-Entladung eine Kombination aus optischer Emissionsspektroskopie und numerischen Simulationen dar. Beide Methoden ergänzen sich und geben die Möglichkeit, zuverlässige Plasmaparameter für das vorliegende

Atmosphärendruckplasma zu ermitteln, da der Nachteil der einen Methode durch den Vorteil der anderen kompensiert wird.

Die Konsequenz hieraus ist die zusätzliche Aufnahme von Strom-Spannungsmessungen zur OES und numerischen Simulation [104]. Hier wird die Tatsache genutzt, dass die Stromdichte proportional zur Elektronendichte und zur Driftgeschwindigkeit der Elektronen ist. Beide wiederum (Elektronendichte und Elektronendriftgeschwindigkeit) sind Funktionen des elektrischen Feldes im APC-Plasma.

Die Bestimmung der gemittelten Plasmaparameter erfolgt durch die Verwendung zweier Gleichungen für die Bestimmung der Elektronendichte in Abhängigkeit vom reduzierten elektrischen Feld, die im Folgenden hergeleitet werden.

Dabei wird für das betrachtete Plasma das in Abb. 4.2 beschriebene plasmachemische Modell zugrunde gelegt. In diesem Modell werden die direkte Elektronenstoßanregung und die stufenweise Elektronenstoßanregung über neutrale metastabile Stickstoffmoleküle $N_2(A)$ betrachtet.

Für die Berechnungen im Gleichgewichtszustand wird das plasmachemische Modell (Tabelle 4.1) verwendet. Dabei zeigt sich, dass die atomaren Argonionen vorzugsweise durch stufenweise Ionisation über angeregte Argonzustände (metastabile und resonante Zustände, Gl. (4.7)) bei geringen elektrischen Feldstärken produziert werden. Bei hohen elektrischen Feldstärken findet die Bildung von atomaren Argonionen hingegen über die direkte Ionisation statt (Gl. (4.5)). Angeregte Argonatome können in einem Drei-Körperstoß mit Ar-Atomen molekulare Argonionen Ar_2^+ bilden (Gl. (4.8)). Da die Rekombination von molekularen Argonionen durch Elektronenstoßreaktionen sehr effizient ist, beträgt deren Dichte im APC-Plasma nur ungefähr 0.2% der Argonionendichte [104].

Table 4.1: Plasmachemische Reaktionen und deren Ratenkonstanten für die Bestimmung der Dichte an molekularen Stickstoffionen im APC-Plasma.

Plasmachemische Reaktion		Ratenkonstante	Referenz
Gl. (4.5)	$Ar + e \xrightarrow{k_{Ar}} Ar^+ + e$	abhängig von $f_{EVDF}(\varepsilon)$	bestimmt durch Gl.(4.3)
Gl. (4.6)	$Ar + e \xrightarrow{k_{Ar^*}} Ar^* + e$	abhängig von $f_{EVDF}(\varepsilon)$	bestimmt durch Gl.(4.3)
Gl. (4.7)	$Ar^* + e \xrightarrow{k_{qAr^*}^e} Ar^+ + 2e$	abhängig von $f_{EVDF}(\varepsilon)$	bestimmt durch Gl.(4.3)
Gl. (4.8)	$Ar^* + 2Ar \xrightarrow{k_{qAr^*}^{2Ar}} Ar_2^+ + Ar$	$2.7 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$	[113]
Gl. (4.9)	$Ar_2^+ + e \xrightarrow{k_{Ar_2^+}^{Ar_2^+}} Ar + Ar$	$8.7 \cdot 10^{-7} (T_e/300 \text{ K})^{-0.67} \cdot (T_g/300 \text{ K})^{-0.58} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	[113]
Gl. (4.10)	$N_2 + e \xrightarrow{k_{N_2^+}^{N_2}} N_2^+ + 2e$	abhängig von $f_v(E)$	bestimmt durch Gl.(4.3)
Gl. (4.11)	$N_2^+ + e \xrightarrow{k_N^{N_2^+}} N + N$	$1.75 \cdot 10^{-7} (T_e/300 \text{ K})^{-0.30} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	[114]
Gl. (4.12)	$N_2(X) + e \xrightarrow{k_{N_2(A)}^{N_2(X)}} N_2(A) + e$	abhängig von $f_{EVDF}(\varepsilon)$	bestimmt durch Gl.(4.3)
Gl. (4.13)	$N_2(A) + e \xrightarrow{k_{N_2(B)}^{N_2(A)}} N_2(B) + e$	abhängig von $f_{EVDF}(\varepsilon)$	bestimmt durch Gl.(4.3)
Gl. (4.14)	$N_2(A) + e \xrightarrow{k_{N_2(C)}^{N_2(A)}} N_2(C) + e$	abhängig von $f_{EVDF}(\varepsilon)$	bestimmt durch Gl.(4.3)
Gl. (4.15)	$N_2(A) + e \xrightarrow{k_{N_2^+}^{N_2(A)}} N_2^+ + 2e$	abhängig von $f_{EVDF}(\varepsilon)$	bestimmt durch Gl.(4.3)
Gl. (4.16)	$N_2^+ + N_2 + M \xrightarrow{k_{N_4^+}^{N_2^+}} N_4^+ + M$	$5 \cdot 10^{-29} (300 \text{ K}/T_g)^{1.67} \text{ cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$	[115]
Gl. (4.17)	$N_4^+ + e \xrightarrow{k_{Produkte}^{N_4^+}} \text{Produkte}$	$2.6 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	[116]
Gl. (4.18)	$Ar^* + N_2(X) \xrightarrow{k_{qN_2(C)}^{Ar^*}} N_2(C) + Ar$	$1.1 \cdot 10^{-11} (T_g/300 \text{ K})^{0.5} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	[117]

Des Weiteren werden molekulare Stickstoffionen hauptsächlich durch den Ladungsaustausch mit atomaren Argonionen (Gl. (4.18)) gebildet, deren Lebensdauer bei einer hohen Elektronendichte sehr gering ist, da der Rekombinationsprozess durch Elektronenstoß sehr effektiv ist. Aus diesem Grund kann die Dichte von N_4^+ - Ionen vernachlässigt werden [105], da der Neutralisationsprozess durch Elektronenstoß effizient ist. Für die hier untersuchten APC Plasmabedingung stellte sich heraus, dass die Dichte an molekularen Stickstoffionen ungefähr 4 % der atomaren Argonionendichte entspricht [104].

Mittels dieses Modells und den experimentell aufgenommenen optischen Emissionsspektren kann ein Verhältnis von Intensitäten der abgegebenen Fotoemission, die

Stickstoffemissionsbanden beschreibend, verfasst werden. Ausgangspunkt für die Verwendung der aufgenommenen Intensitäten wird in Abbildung 4.10 skizzenhaft dargestellt.

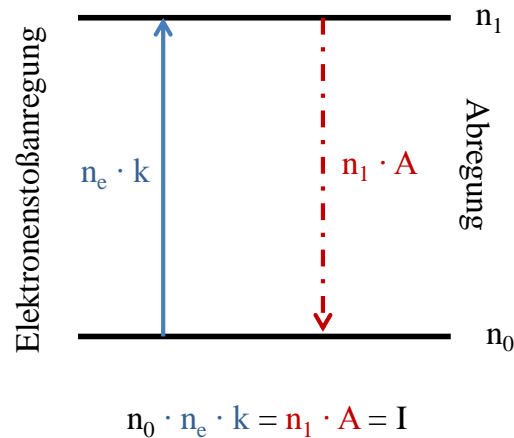


Abb.4.10: Skizze zur Teilchenan- und -abregung. n_0 – Grundzustand von Teilchen, n_1 – angeregter Zustand von Teilchen, n_e – Elektronendichte, k – Ratenkonstante, A – Einsteinkoeffizient, I – Intensität der Fotoemission.

Wird die in Abb. 4.10 dargestellte Teilchendichte n_0 aus dem Grundzustand mittels Elektronenstoß auf ein höheres Energieniveau n_1 angeregt, so geschieht dies mit der Wahrscheinlichkeit k . Die Abregung des Energieniveaus n_1 geschieht mit der zugehörigen Übergangswahrscheinlichkeit A , dem Einsteinkoeffizienten, in ein niedrigeres Energieniveau (*hier*: n_0). Dabei wird Energie in Form von Fotoemission frei, deren Intensität mittels eines optischen Emissionsspektrometers detektiert werden kann.

Anhand des in Abb. 4.2, sowie 4.11 und 4.12 dargestellten Modells und den aufgenommenen Intensitäten der Fotoemission für den Übergang von $N_2(C)$ nach $N_2(B)$, sowie den Übergang von $N_2^+(B)$ zu $N_2^+(X)$ kann die Abhängigkeit der Elektronenverteilungsfunktion und der Dichte der Stickstoffmolekülonen für das untersuchte Plasma beschrieben werden.

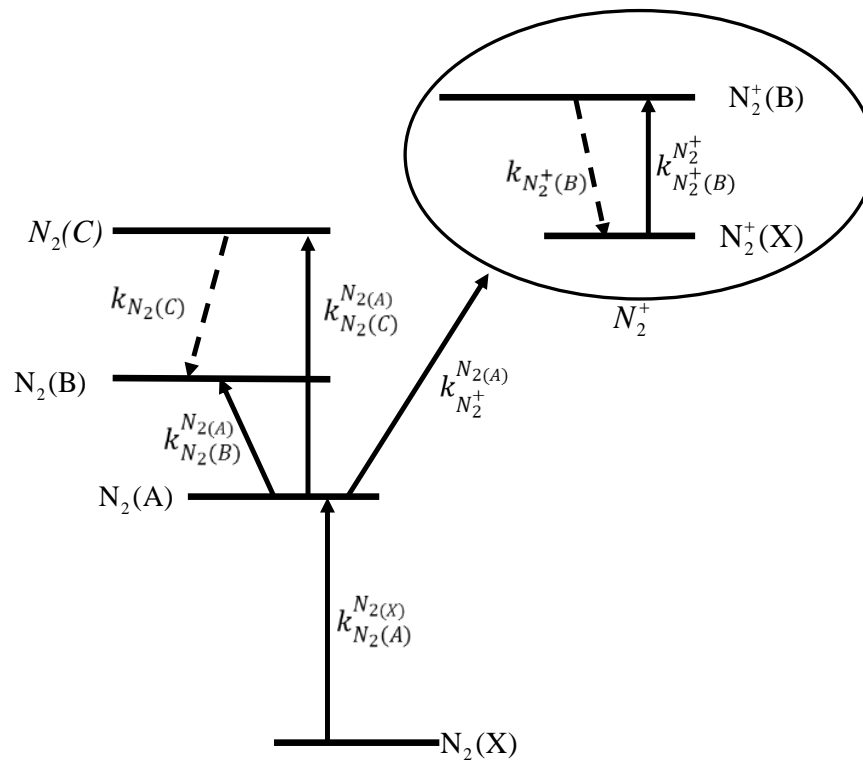


Abb.4.11: Plasmachemisches Modell zur Stickstoffan- und -abregung. N₂(X) – Stickstoffmolekül im Grundzustand, N₂(A) – Stickstoffmolekül im angeregten Zustand A, N₂(B) – Stickstoffmolekül im angeregten Zustand B, N₂(C) – Stickstoffmolekül im angeregten Zustand C, N₂⁺ – alle möglichen Zustände des Stickstoffmoleküliions, N₂⁺(X) – Stickstoffmoleküliion im Grundzustand, N₂⁺(B) – Stickstoffmoleküliion im angeregten Zustand B.

$$\text{Gl. (4.19)} \quad \frac{I_{N_2^+(B-X,0-0)}}{I_{N_2(C-B,0-0)}} = \frac{Q_{N_2^+(B)} \cdot (N_{N_2} \cdot k_{N_2^+(B)}^{N_2} + N_{N_2^+(X)} \cdot k_{N_2^+(B)}^{N_2^+(X)}) \cdot n_e}{Q_{N_2(C)} \cdot N_{N_2} \cdot n_e \cdot (k_{N_2(C)}^{N_2} + K_{N_2(C)}^{\text{Ar}^*} + K_{N_2(C)}^{N_2(A)})}$$

$$I_{N_2^+(B-X,0-0)}, I_{N_2(C-B,0-0)}$$

Intensitäten der molekularen Stickstoffbanden für das ionisierte und für das neutrale Stickstoffmolekül (in Photonen·s⁻¹·cm⁻³)

$$Q_{N_2^+(B)}, Q_{N_2(C)}$$

Koeffizienten für die stoßinduzierte Abregung (*Quenchingkoeffizienten*) von N₂⁺(B) bzw. N₂(C)

Berechnung der Quenchingkoeffizienten nach Gl. (4.20) und Gl. (4.21) [104].

$$\text{Gl. (4.20)} \quad Q_{N_2^+(B)} = \frac{A'}{A' + \sum_M k_{qM}^{N_2^+(B)} \cdot N_M}$$

$$\text{Gl. (4.21)} \quad Q_{N_2(C)} = \frac{A}{A + \sum_M k_{qM}^{N_2(C)} \cdot N_M}$$

A^{ϵ}, A	Einstinkoeffizienten für die entsprechenden plasmachemischen Reaktionen (in s^{-1}) [118,119]
$k_{qM}^{N_2^+(B)}, k_{qM}^{N_2(C)}$	Ratenkonstanten für die Quenchingprozesse der angeregten Zustände während der Stöße im Plasma mit den im Plasma befindlichen Gasteilchen M (N_2 und Ar) (in $cm^3 \cdot s^{-1}$).

Für die im Plasma befindlichen Gasspezies gilt, dass die Gasteilchendichten ihrerseits von der vorliegenden Gastemperatur im Plasma abhängen, wie durch das allgemeine Gasgesetz zu erkennen ist (Gl. (4.22)).

$$\text{Gl. (4.22)} \quad N = \frac{p}{k_B \cdot T_g}$$

Hier sind p der Druck (für das APC-Plasma: atmosphärischer Druck $p = 10^5$ Pa), k_B die Boltzmann-Konstante und T_g die Gastemperatur (in K).

Des Weiteren sind in den Gleichungen (4.19)

$N_{N_2}, N_{N_2^+(X)}$	Dichten der neutralen Stickstoffmoleküle und der Stickstoffionen im Grundzustand bei Gastemperatur (in cm^{-3})
$k_{N_2^+(B)}, k_{N_2(C)}$	Ratenkonstanten für die Strahlungsabregung aus dem Zustand $N_2^+(B)$ und $N_2^+(X)$, verkürzt $N_2^+(B - X)$ und für $N_2(C)$ nach $N_2(B)$, verkürzt $N_2(C-B)$ (in $cm^3 \cdot s^{-1}$), siehe Abb. 4.11
$k_{N_2^+}^{N_2^+(B)}$	Ratenkonstante für die Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand des Stickstoffmolekülions (in $cm^3 \cdot s^{-1}$), siehe Abb. 4.11.

In Gleichung (4.19) beschreibt $K_{N_2(C)}^{Ar^*} = \frac{N_{Ar} \cdot k_{qAr^*}^{N_2(C)} \cdot k_{Ar^* \cdot (B1) \cdot (B2)}}{n_e \cdot k_{qAr^*}^e + N_{Ar}^2 \cdot k_{qAr^*}^{2Ar} + N_{N_2} \cdot k_{qAr^*}^{N_2(C)}}$ die Rate, die die

Wahrscheinlichkeit angibt mit der Stickstoffmoleküle $N_2(C)$ mit metastabilen Argonatomen stoßen. Diese Rate ergibt sich aus dem Verhältnis der Anregungsprozesse zu den Abregungsprozessen der metastabilen Argonatom für das hier untersuchte Plasma, siehe Abb. 4.12:

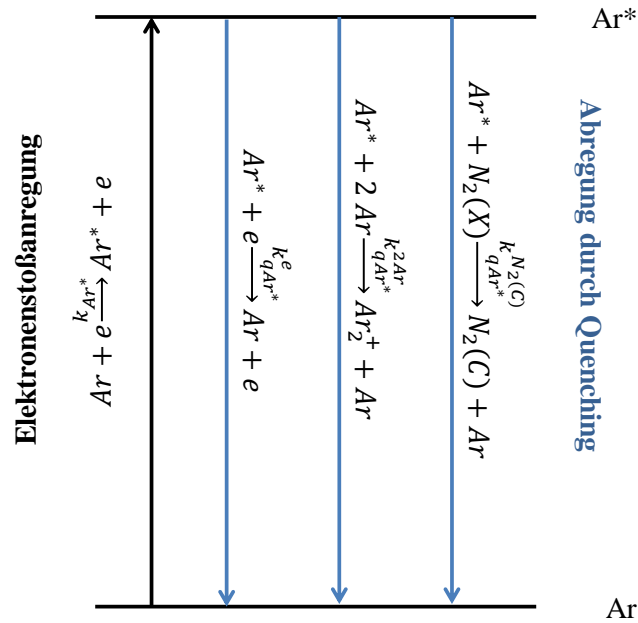


Abb.4.12: Plasmachemisches Modell zur An- und Abregung von metastabilen Argonatomen. Ar – Argonatom, Ar* - metastabiles Argonatom.

Mit

$$k_{qAr*}^{N_2(C)}$$

Ratenkonstante für den Prozess, dass die Stickstoffemission von $N_2(C)$ anhand der die Anregung von Stickstoff durch Stöße mit angeregten Argonatomen stattfindet ($2.8 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ [118])

$$k_{Ar*}$$

Ratenkonstante für die Anregung von Argon durch Elektronenstoß in metastabile und resonante Argonzustände (in $\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$)

B1, B2

Wahrscheinlichkeit, dass die vibratorische Verteilung von $N_2(C-B)$ bei der Anregung von Stickstoff durch Stoßprozesse mit angeregten Argonatomen zu $N_2(C)$ bzw. $N_2(B)$ stattfindet, B1 = 0.787, B2 = 0.5 [118].

Die Stoßabregungsprozesse von angeregten Argonatomen, die bei der Bestimmung der genannten Rate $K_{N_2(C)}^{Ar*}$ betrachtet werden müssen, werden über die Ratenkonstanten der entsprechenden Quenchingprozesse mit Elektronen, zwei Argonatomen und Stickstoff beschrieben ($k_{qAr*}^e = 2 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ [118], $k_{qAr*}^{2Ar} = 1.2 \cdot 10^{-32} \text{ cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$ [118], $k_{qAr*}^{N_2} = 3.5 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ [118]).

Dabei ist N_{Ar} (in cm^{-3}) die Teilchendichte von Argonatomen bei vorherrschender Gastemperatur. Wie bereits erwähnt, setzt sich die Teilchendichte der angeregten Argonatomene aus den metastabilen und den resonanten Zuständen der Argonatomene zusammen. Da die Lebensdauer der resonanten Zustände sehr kurz ist, werden bei der Abregung Photonen emittiert [36]. Diese Photonen können von angeregten Atomen absorbiert und emittiert werden. Deswegen ist die mittlere Lebensdauer bei der Anregung resonanter Energieniveaus in Edelgasen unter Atmosphärendruck vergleichbar mit der Lebensdauer von metastabilen

Zuständen. Da die Energien für die Anregungsprozesse für die metastabilen und für die resonanten Niveaus des Argonatoms sehr ähnlich sind und aufgrund der vorliegenden atmosphärischen Druckbedingungen ist es möglich, für die Ratenkonstanten der resonanten Zustände, die der metastabilen Zustände [119] zugrunde zu legen. Dies wird bei der Simulation der Anregungsprozesse von Stickstoff berücksichtigt.

Des Weiteren ist in Gleichung (4.19) $K_{N_2(C)}^{N_2(A)}$ die Rate, die den Anregungsprozess von $N_2(C)$ aus $N_2(A)$ beschreibt. Bestimmt wird diese Rate mit der Gleichung bei der Anregungs- und Abregungsprozesse von $N_2(A)$ ins Verhältnis gesetzt werden, siehe Abb. 4.11.

$$\text{Gl. (4.23)} \quad K_{N_2(C)}^{N_2(A)} = \frac{k_{N_2(A)}^{N_2(X)} \cdot k_{N_2(C)}^{N_2(A)} \cdot (B2) \cdot (B3) \cdot (B4)}{k_{N_2(B)}^{N_2(A)} + k_{N_2(C)}^{N_2(A)} + k_{N_2^+}^{N_2(A)}}$$

$k_{N_2(A)}^{N_2(X)}$ Ratenkonstante für den Anregungsprozess von $N_2(A)$ durch den Stoß von Elektronen mit Stickstoffmolekülen aus dem Grundzustand $N_2(X)$ (in $cm^3 \cdot s^{-1}$)

$k_{N_2(C)}^{N_2(A)}$ Ratenkonstante für den Anregungsprozess von $N_2(C)$ durch den Stoß von Elektronen mit Stickstoffmolekülen aus dem angeregten Zustand $N_2(A)$ (in $cm^3 \cdot s^{-1}$)

$k_{N_2(B)}^{N_2(A)}$ Ratenkonstante für den Anregungsprozess von $N_2(B)$ durch den Stoß von Elektronen mit Stickstoffmolekülen aus dem angeregten Zustand $N_2(A)$ (in $cm^3 \cdot s^{-1}$)

$k_{N_2^+}^{N_2(A)}$ Ratenkonstante für den Ionisierungsprozess des molekularen Stickstoffions N_2^+ durch den Stoß von Elektronen mit Stickstoffmolekülen aus dem angeregten Zustand $N_2(A)$ (in $cm^3 \cdot s^{-1}$)

B3 Wahrscheinlichkeit der Aufsplitterung der vibratorischen Verteilung der Elektronen im Zustand $N_2(C)$, wird durch die vibratorische Verteilung der Stickstoffphotoemission und den bekannten Franck-Condon-Faktoren [120] bestimmt und hier zu 0.5 angenommen [104]

B4 Faktor, der die Ungenauigkeit des verwendeten Wirkungsquerschnittes von $N_2(A)$ beschreibt.

Nach den Literaturdaten [104] wurde B4 auf 1 gesetzt ($B4 = 1$).

Mit der Bestimmung der genannten Ratenkonstanten für die entsprechenden Stoßreaktionen kann die rechte Seite der Gleichung (4.19) bestimmt werden.

Um die linke Seite der Gleichung (4.19) zu bestimmen, werden die Informationen über die Intensitäten der molekularen Stickstoffbanden aus den experimentellen Spektren als auch simulierte Spektren der entsprechenden Gastemperatur zu Hilfe genommen. Die Notwendigkeit die Intensitäten nicht ausschließlich aus den Experimenten zu bestimmen, ergibt sich durch die Tatsache, dass beide Stickstoffbanden von Molekülbanden, die bei der Energieeinkopplung ins Gewebe herausgelöst wurden, überlagert werden.

Aus diesem Grund werden aus den experimentellen Spektren die Gastemperatur und der Bandenkopf der beiden Stickstoffbanden ermittelt. Um die Intensität der beiden Stickstoffbanden zu ermitteln, wird das entsprechende simulierte Spektrum mit der zugehörigen Gastemperatur auf den experimentell ermittelten Peakwert abgeglichen. Danach wird wie in Gleichung (4.24) gezeigt über die Molekülbande integriert. Um die absolute Intensität der Fotoemission von $N_2(C-B,0-0)$ zu bestimmen, ist es notwendig das aktive Plasmavolumen, den Akzeptanzwinkel der optischen Faser, sowie den Geometrischen Faktor in der Berechnung von $I_{N_2(C-B,0-0)}$ zu berücksichtigen (gleiches gilt für die Bestimmung von $I_{N_2^+(B-X,0-0)}$).

$$\text{Gl. (4.24)} \quad I_{N_2(C-B,0-0)} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_{\lambda} d\lambda}{V_p^{\text{obs}} \cdot G}$$

Das aktive Plasmavolumen ist dabei das Volumen V_p^{obs} (in cm^3), das vom Spektrometer gesehen wird und wird als Zylinder angenommen. Der Geometrische Faktor G , der dabei eine entscheidende Rolle spielt, beschreibt das Verhältnis zwischen der Fläche der kreisförmigen Öffnung der verwendeten optischen Faser ($\frac{\pi}{4} \cdot d_L^2$) und den Raum zwischen der optischen Faser und dem aktiven Plasmavolumen ($4\pi \cdot d^2$), den das Spektrometer sieht (dargestellt in Abb. 3.3).

Die letzte Unbekannte in Gleichung (4.19) ist die Dichte an Stickstoffionen im Grundzustand $N_{N_2^+(X)}$, die aufgrund der bestimmten Ratenkonstanten für die Ionisierung der Plasmagasteilchen und der Lebensdauer positiver Ionen bei Annahme der Quasineutralität des Plasmas abschätzbar ist:

$$\text{Gl. (4.25)} \quad N_{N_2^+} = n_e \cdot \frac{N_{N_2^+}}{N_{N_2^+} + N_{Ar^+} + N_{Ar_2^+}} = n_e \cdot R_i$$

Hier ist R_i das Verhältnis der molekularen Stickstoffionendichte zur Gesamtionendichte im betrachteten APC-Plasma. Die Dichte der Stickstoffmolekülonen (Gl. (4.25)) wird mittels der Elektronendichte bestimmt. Hierzu wird die Annahme getroffen, dass im Plasma Quasineutralität vorliegt. Des Weiteren gilt, dass die Teilchendichte an molekularen Stickstoffionen eine Funktion der zugehörigen Ionisationsraten und Lebensdauern von molekularen und atomaren positiven Ionen unter den bekannten Plasmabedingungen darstellt.

Wird $N_{N_2^+(X)}$ in der Gleichung (4.19) durch den Term aus Gleichung (4.25) substituiert, so erhält man durch Umstellen der Gleichung (4.19) einen allgemeineren Fall für die Bestimmung der Elektronendichte in Abhängigkeit vom reduzierten elektrischen Feld (Gl. (4.26)) für das hier untersuchte Plasma mit allen Prozessen, die im plasmachemischen Modell (Abb. 4.2) vorkommen.

$$\text{Gl. (4.26)} \quad n_e(E/N) = \frac{N_{N_2} \cdot \left(\frac{I_{N_2^+(B-X,0-0)}}{I_{N_2(C-B,0-0)}} \frac{Q_{N_2(C)}}{Q_{N_2^+(B)}} \cdot (k_{N_2(C)} + K_{N_2(C)}^{Ar^*} + K_{N_2(C)}^{N_2(A)}) - k_{N_2^+(B)} \right)}{R_i \cdot k_{N_2^+(B)}^{N_2^+}}$$

Die Dichte an Stickstoffmolekülen im energetischen Grundzustand wird für diese Experimente anhand der ermittelten Gastemperatur T_g , des prozentualen Anteils von Stickstoff im Arbeitsgas (5%) und des Drucks p (in Pa) bestimmt (Gl. (4.27)).

$$\text{Gl. (4.27)} \quad N_{N_2} = \frac{p}{k_B \cdot T_g} \cdot 0.05$$

Eine weitere Möglichkeit der Elektronendichtebestimmung als Funktion des reduzierten elektrischen Feldes erhält man über die absolute Intensität der Stickstoffphotoemission $I_{N_2(C-B,0-0)}$ sowie des elektrischen Stromes. Annahme hierfür ist, dass die im Plasma erzeugten Elektronen, die für die Anregung von $N_2(C)$ verantwortlich sind und in der Intensität der Photoemission $I_{N_2(C-B,0-0)}$ detektiert sowie unter Einbeziehung des plasmachemischen Modells (Abb.4.2) und stoßinduzierter Abregung $Q_{N_2(C)}$ ermittelt werden können (Gl. (4.28)), ebenso den Stromfluss im Plasma charakterisieren (Gl. (4.29)).

$$\text{Gl. (4.28)} \quad n_e(E/N) = \frac{I_{N_2(C-B,0-0)}}{Q_{N_2(C)} \cdot N_{N_2} \cdot (k_{N_2(C)} + K_{N_2(C)}^{Ar^*} + K_{N_2(C)}^{N_2(A)})}$$

$$\text{Gl. (4.29)} \quad n_e(E/N) = \frac{j}{e \cdot v_d} = \frac{I_{FWHM}}{\frac{\pi}{4} d_p^2 \cdot e \cdot v_d}$$

j bedeutet die elektrische Stromdichte (in $A \cdot cm^{-2}$) und v_d die Driftgeschwindigkeit der Elektronen bei den zugehörigen Plasmabedingungen (in $cm \cdot s^{-1}$), I_{FWHM} die elektrische Stromstärke (in A) und d_p der Plasmadurchmesser (in cm). Die Driftgeschwindigkeit wird mit Hilfe des Programmcodes „EEDF“ [103] bestimmt, indem für verschiedene reduzierte elektrische Felder (E/N in Td, $1 \text{ Td} = 10^{-17} \text{ V} \cdot cm^2$) bei der vorliegenden Gastemperatur des Plasmas und atmosphärischen Druck und einer angenommenen kinetischen Energie der Elektronen von 10 – 50 eV die Elektronendriftgeschwindigkeiten bestimmt werden.

Anhand der drei Gleichungen (4.26, 4.28, 4.29) kann die Elektronendichte in Abhängigkeit vom reduzierten elektrischen Feld bestimmt werden.

Bei der Bestimmung der Elektronendichte in Gleichung (4.26) und (4.28) tritt der Fall auf der Faktor $K_{N_2(C)}^{Ar^*}$ in den beiden genannten Gleichungen von der Elektronendichte abhängig ist. Aus diesem Grund können beide Gleichungen zur Elektronendichtebestimmung nur zu einem konsistenten Ergebnis führen, wenn man die Elektronendichte iterativ bestimmt.

Um eine konsistente Lösung zu erhalten, wurde herausgearbeitet, dass die ersten vier Iterationsschritte ausreichend sind. Durch die Anwendung der ersten vier Iterationsschritte erhält man die Elektronendichte, die einen Unterschied von 13 % der benannten Ratenkonstante $K_{N_2(C)}^{Ar^*}$ nach dem Iterationsverfahren gegenüber dem Anfangswert darstellt [104].

Durch die Verwendung der drei Gleichungen (4.26, 4.28, 4.29) lassen sich mehrere Schnittpunkte als Lösungen der Gleichungen bei hohen und bei niedrigen elektrischen Feldern ermitteln (Abb. 4.13). Dabei stellen die Schnittpunkte bei den hohen elektrischen Feldern in Abb. 4.13 keine glaubwürdigen Lösungen dar. Für diese hohen reduzierten elektrischen Felder von $> 1000 \text{ Td}$ wären Spannung des Generator von 17 kV notwendig. Diese Spannungen des Generators 17 kV liegen jedoch weit über dem maximalen Spannungswert

von 4 kV, die vom Generator abgegeben werden können und sind damit als nicht glaubwürdig einzustufen. Des Weiteren lassen sich das gemessene Stickstoffemissionsspektrum und der gemessene Strom bei diesen hohen elektrischen Feldern nicht logisch erklären.

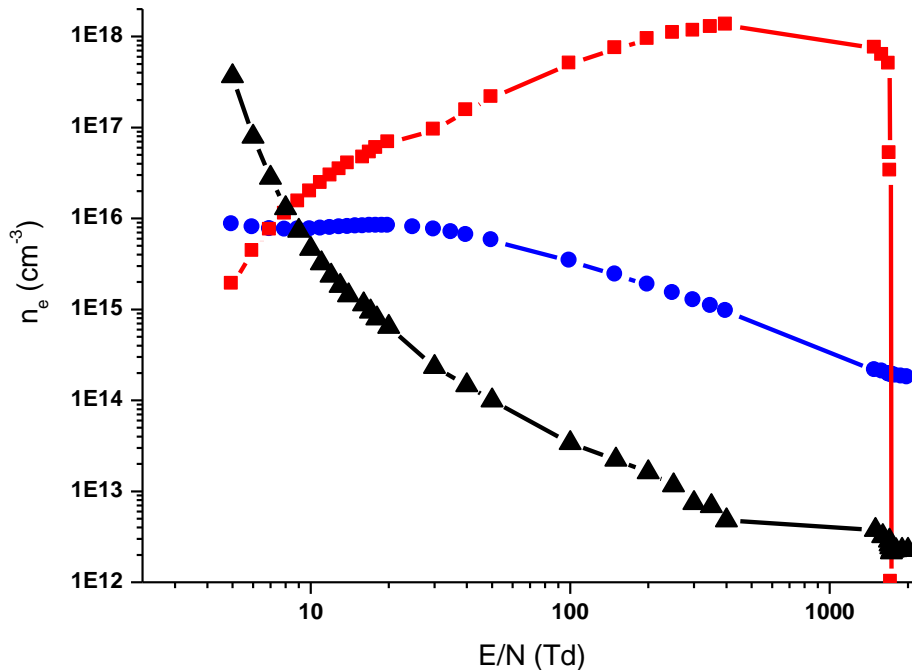


Abb.4.13: Grafische Lösung für das Gleichungssystem für Gl. (4.26, 4.28, 4.29) für eine APC-Plasmaentladung im Plasmagas Ar/N_2 [104]. ■ - Verhältnis der Stickstoffemissionen Gl. (4.26), ▲ - Absolute Intensität von $\text{N}_2(\text{C-B},0-0)$ Gl. (4.28), ● - Stromdichte Gl. (4.29).

Wird der Bereich um die 5 – 10 Td betrachtet, stellt sich heraus, dass sich alle Gleichungen (Gl. (4.26, 4.28, 4.29)) nahezu in einem Punkt schneiden (Abb. 4.13). Dass sich die Gleichungen nicht genau in einem Punkt schneiden, rührt von den Messungenauigkeiten der experimentell aufgenommenen Daten (siehe Konfidenzintervalle Abb. 4.14) und ist zu vernachlässigen. Mit diesem Ergebnis lässt sich festhalten, dass sich die zwei Unbekannten Elektronendichte und reduziertes elektrisches Feld anhand von zwei Gleichungen aus dem beschriebenen überdimensionierten Gleichungssystem bestimmen lassen.

Für die Charakterisierung der unterschiedlichen APC-Plasmen und des Plasmas mit Wassernebelbeimischung werden die Gleichungen Gl. (4.28) und Gl. (4.29) angewandt, um anhand der experimentellen und numerisch simulierten Messdaten die Plasmaparameter (n_e und E/N) zu bestimmen.

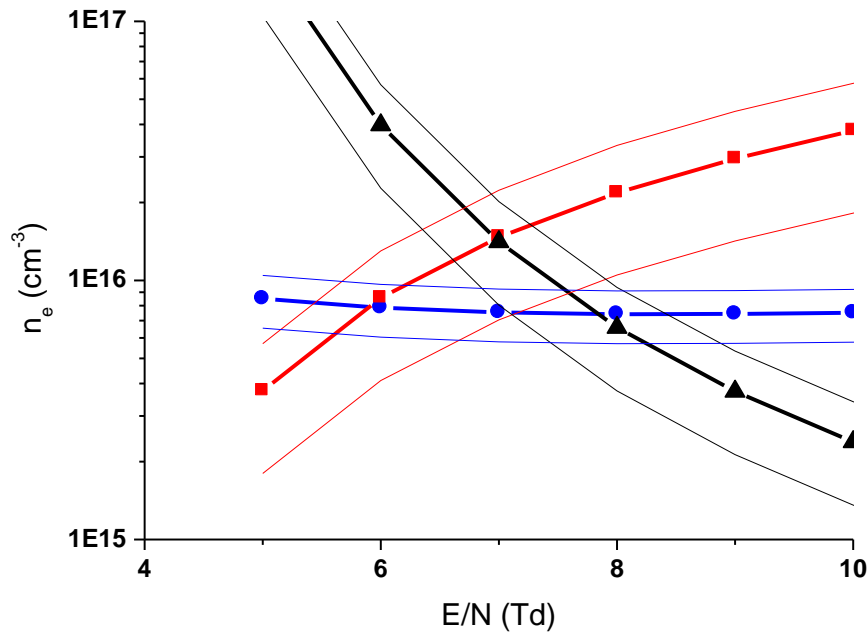


Abb.4.14: Grafische Lösung für das Gleichungssystem für Gl. (4.26, 4.28, 4.29) für eine APC-Plasmaentladung im Plasmagas Ar/N_2 [104]. ■ - Verhältnis der Stickstoffemissionen Gl. (4.26), ▲ - Absolute Intensität von $\text{N}_2(\text{C-B},0-0)$ Gl. (4.28), ● - Stromdichte Gl. (4.29). Mit zusätzlichen Linien für die Konfidenzintervalle für die ermittelte Elektronendichte.

Durch die Bestimmung der Elektronendichte als Funktion des reduzierten elektrischen Feldes anhand der genannten Gleichungen Gl. (4.28) und (4.29) lässt sich die Größe des reduzierten elektrischen Feldes im untersuchten Plasma bestimmen.

4.4.4 Elektrisches Feld

Da sich das reduzierte elektrische Feld E/N auf die im Plasma vorliegende Gasteilchenanzahl N bei Gastemperatur T_g bezieht und dadurch die Einheit Td (Townsend) trägt, muss in die Ermittlung des elektrischen Feldes E (in $\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$) der Umrechnungsfaktor $10^{-17} \text{V}\cdot\text{cm}^2$ sowie die für die Gastemperatur entsprechende Gasteilchendichte zu dem ermittelten reduzierten elektrischen Feld eingehen. Dies ist in der folgenden Gleichung dargestellt.

$$\text{Gl. (4.30)} \quad E = \frac{E}{N} \cdot 10^{-17} \text{V} \cdot \text{cm}^2 \cdot \frac{p}{k_B \cdot T_g \cdot 10^6}$$

Mit dem Term $\frac{p}{k_B \cdot T_g \cdot 10^6}$ wird die Gasteilchendichte für die vorliegende Gastemperatur bei Atmosphärendruck p und mithilfe der Boltzmann-Konstante (allgemeines Gasgesetz, siehe Gl. (4.22)) ermittelt.

4.5 Bestimmung zeitlicher Verläufe der Wärmeleitung

4.5.1 Wärmeleitung im Gas

Die Wärmeleitfähigkeit, die sich aus dem Fourier-Gesetz ergibt, bietet die Möglichkeit, die temperaturabhängigen Ratenkonstanten für die einzelnen plasmachemischen Prozesse zu berechnen.

$$\text{Gl. (4.31)} \quad \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (\Lambda(T) \nabla T) \quad [107,121]$$

$\Lambda(T)$ (in $\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$) ist die Temperaturleitfähigkeit, die wird durch die Gleichung (4.32) interpoliert [107].

$$\text{Gl. (4.32)} \quad \Lambda(T) = 1.19 \cdot 10^{-6} T^2 + 7.76 \cdot 10^{-4} T - 0.114 \quad [107]$$

Der Teilchenfluss des Gases unterschiedlicher aktiver Spezies $\Gamma_{M,z}$ (in $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$), die die Elektrodenoberfläche in z-Richtung erreichen, wird mit folgender Gleichung bestimmt (4.33).

$$\text{Gl. (4.33)} \quad \Gamma_{M,z} = -D \frac{\partial [M]}{\partial z} \quad [107]$$

In Gl. (4.33) ist D die Diffusionskonstante in $\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$.

Für die Simulationen des zeitlichen Verlaufes der Wärmeleitung des geheizten Plasmakanals gilt, dass zum Zeitpunkt $t = 0$ der Plasmakanal maximal geheizt ist und somit das Maximum an angeregten Atomen bzw. Molekülen vorhanden ist $[M]_{(t=0)} = [M]_{\text{max}}$ (in cm^{-3}). Dadurch kann die Temperatur T (in K) gleich der Gastemperatur im Plasmakanal gesetzt werden $T_{(t=0)} = T_g$. Dabei wird bei dem Erreichen des durch den Plasmakanal geheizten Gases, dessen gesamte Wärmeenergie auf das Gewebe übertragen. Die Reflexion von Wärmestrahlung an der Gewebeoberfläche wird in dieser Simulation vernachlässigt.

Die Gastemperatur wird mittels optischer Emissionsspektroskopie über die Stickstoffmolekülbanden bestimmt.

Zu den Randwertbedingungen zählt weiterhin, dass angenommen wird, dass die plasmachemischen Gasspezies vernichtet werden, sobald sie die Gegenelektrode erreichen bzw. aus dem Plasmakanal hinaus diffundieren.

4.5.2 Wärmeleitung im Gewebe

Für die Wärmeleitung im Gewebe wird die COMSOL Multiphysics[®]-Simulation [122] verwendet. Hier wird sowohl aus gewebespezifische Daten aus der Literatur (Tabelle 4.2) wie die Leitfähigkeit des Gewebes σ (in $\text{S} \cdot \text{cm}^{-1}$), c die spezifische Wärmeleitung des Gewebes (in $\text{J} \cdot \text{Kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$), k die thermische Leitfähigkeit (in $\text{W} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$) und ρ der gewebespezifische Dichte (in $\text{g} \cdot \text{m}^{-3}$) für das Gewebe Schweineniere als auch experimentell ermittelter Daten wie u.a. der eingepreßte Strom die endogene Erwärmung des Gewebes simuliert.

Tabelle 4.2: Elektrische und thermische Eigenschaften des Nierengewebes vom Schwein [123]. σ_{Gewebe} – elektrische Leitfähigkeit, c_{Gewebe} – Wärmekapazität, k_{Gewebe} – thermische Leitfähigkeit, ρ_{Gewebe} – Massendichte.

Gewebeart	σ_{Gewebe} ($\text{S} \cdot \text{cm}^{-1}$)	c_{Gewebe} ($\text{J} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)	k_{Gewebe} ($\text{W} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)	ρ_{Gewebe} ($\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$)
Schweineniere	$2.2 \cdot 10^{-1}$	3.89	$4.8 \cdot 10^{-3}$	1.05

4.6 Statistik

Die Bewertung des untersuchten Merkmals (= Ziel einer Untersuchung/ Beobachtung) wurden mittels $N = 10$ Plasmaapplikationen vorgenommen. Die erzielten Messdaten wurden aufgenommen und mit beschreibender sowie schließender Statistik [124] ausgewertet und diskutiert.

4.6.1 Beschreibende Statistik

Hierzu zählt die Ermittlung des arithmetischen Mittels (Mittelwert), der eine gute Annäherung an die zentrale Tendenz einer symmetrischen Verteilung darstellt [124]. Des Weiteren wurde die Standardabweichung (positive Quadratwurzel der Varianz) als ein Maß für die Variabilität der Messwerte bestimmt.

4.6.2 Schließende Statistik

Anhand des Einsatzes von statischen Tests lassen sich die statischen Hypothesen als auch die aufgenommenen Messwerte auf Zufälligkeit überprüfen.

Zur Auswertung des aufgenommenen Datenmaterials auf statistische Signifikanz wurde das Programm R [125] zur statistischen Datenanalyse verwendet. Hierbei wurde eine übliche Irrtumswahrscheinlichkeit für statistische Auswertungen von 5% ($\alpha = 0.05$) eingeräumt, mit der die irrtümliche Ablehnung einer richtigen Hypothese erlaubt wird. Als Kennzahl eines statistischen Tests wurde der p-Wert (Überschreitungswahrscheinlichkeit) zur Ermittlung der Signifikanz einer Aussage bestimmt [124].

Dabei wurde von den aufgenommenen einzelnen Datenreihen einerseits die Prüfung auf Normalverteilung mittels des Kolmogorow-Smirnow-Tests mit einem Signifikanzniveau von $\alpha = 0.05$ vorgenommen. Die Wahl dieses Tests zur Prüfung auf Standardnormalverteilung der Datenwerte ergibt sich aufgrund der kleinen Stichprobe ($N = 10$). Andererseits wurden die einzelnen Datenreihen auf Varianzhomogenität mittels F-Test und einem Signifikanzniveau von $\alpha = 0.05$ geprüft [124].

Mit den ermittelten Erkenntnissen aus diesen beiden Prüfungen konnte ein passender statistischer Zweistichproben-Test gewählt werden.

Durch den Nachweis der Standardnormalverteilung aller Messreihen (Kolmogorow-Smirnow-Test: $p \geq 0.05$) entschied der F-Test über den anzuwendenden statistischen Test zur Überprüfung der Signifikanz [124].

Wenn keine Standardnormalverteilung der Messreihen durch den Kolmogorow-Smirnow-Test ($p < 0.05$) festgestellt werden konnte, wurde der Mann-Whitney-Test zur Prüfung der aufgenommenen Daten auf Varianzhomogenität vorgenommen [124]: Bei vergleichbaren Varianzen der Grundgesamtheiten (F-Test: $p \geq 0.05$) wurde ein zweiseitiger Student T-Test für zwei unabhängige Stichproben verwendet. Im Falle der Ungleichheit der Varianzen in den Grundgesamtheiten wurde der Student T-Test mit Welch-Korrektur angewendet [124]. Beiden statistischen Tests wurde eine übliche Irrtumswahrscheinlichkeit für statistische Auswertungen von $\alpha = 0.05$ zugestanden.

4.7 Gauß'sche Fehlerfortpflanzung

Um die Messunsicherheit ΔG eines berechneten Wertes abschätzen zu können, die aufgrund der Berechnung aus mehreren unabhängiger Messgrößen (x, y, z, \dots) mit unterschiedlichen Messabweichungen $(\Delta x, \Delta y, \Delta z, \dots)$ entsteht, wird die Gauß'sche Fehlerfortpflanzung angewandt [126]. Die Gauß'sche Fehlerfortpflanzung ist dabei die quadratische Addition der Messabweichungen.

$$\text{Gl. (4.34)} \quad \Delta G = \sqrt{\sum_i \left(\frac{\partial G}{\partial i} \cdot \Delta i \right)^2} = \sqrt{\left(\frac{\partial G}{\partial x} \cdot \Delta x \right)^2 + \left(\frac{\partial G}{\partial y} \cdot \Delta y \right)^2 + \left(\frac{\partial G}{\partial z} \cdot \Delta z \right)^2 + \dots} \quad [126]$$

In Gl. (4.34) ist der Quotient $\frac{\partial G}{\partial x}$ die partielle Ableitung der Funktion $G = f(x, y, z, \dots)$ nach den Messgrößen x, y, z, \dots

5. Ergebnisse und Diskussion

5.1 Entladungsprozess bei APC

Ausgangspunkt einer Plasmacharakterisierung ist das Wissen um den vorliegenden Plasmaentladungsprozess für den die Plasmabedingungen bestimmt werden. Für die APC-Applikation, speziell die Forced APC-Applikation auf biologischem Gewebe, ist bis zum jetzigen Zeitpunkt keine Studie bekannt, die den Entladungsprozess der APC-Applikation beschreibt. Aus diesem Grund wird in diesem Kapitel der Entladeprozess einer Forced APC-Applikation auf Schweineniere als Vorkapitel zu den eigentlichen Untersuchungen behandelt.

5.1.1 Einführung

Die thermische Devitalisierung des Gewebes, die für den APC-Prozess charakteristisch ist und vermutlich auf endogener Erhitzung des Gewebes beruht, wurde bereits im Kapitel 2.2.3 beschrieben. Es gibt hierbei zahlreiche Studien, die diese Gewebebeschädigung im Hinblick auf die am elektrochirurgischen Generator eingestellten Werte untersucht haben [12,127]. In diesen und weiteren Studien wurde jedoch nicht auf den Zündmechanismus des Argonplasmas eingegangen, wodurch die vorliegende Entladungsform des Plasmas nicht bekannt ist. Das hat zur Folge, dass in der Literatur das APC-Plasma teilweise als Lichtbogen (Bogenentladung) [77,128,129] oder auch als Funkenentladung [130,131,132,133] benannt wird.

Um den vorliegenden Entladungsprozess bei APC zu klären, ist es notwendig die Entladungsform des APC-Plasmas als auch dessen Plasmaparameter zu bestimmen. Anhand dieser Daten bietet sich die Möglichkeit das im APC-Plasma vorliegende plasmachemische Modell zu simulieren und Prozesse im APC-Plasma besser zu verstehen.

5.1.2 Applikationen

Zu diesem Zweck erfolgt im ersten Schritt die Untersuchung des Entladungsmechanismus von APC anhand einer Forced APC-Applikation mit einer maximalen Leistung von 30 W und einem Plasmagasflow von 0.6 l/min (95% Ar + 5% N₂).

Unter einer Entladung versteht man die Ausbildung eines Plasmas, wobei durch das Überschreiten einer maximalen Spannung das neutrale Gas schlagartig leitend wird. An diesem Punkt wird aus einem nichtleitfähigen Gas (Isolator) ein leitfähiges Gas, welches durch einen starken Stromanstieg zu identifizieren ist. Gleichzeitig bricht bei diesem Punkt die Spannung ein, wodurch die Spannung ihren Namen erhält: Durchbruchspannung (*breakdown voltage*) oder auch Zündspannung. Die Zündspannung für eine APC-Applikation auf Schweineniere in einem Abstand von 2 mm ist in Abb. 5.1 dargestellt.

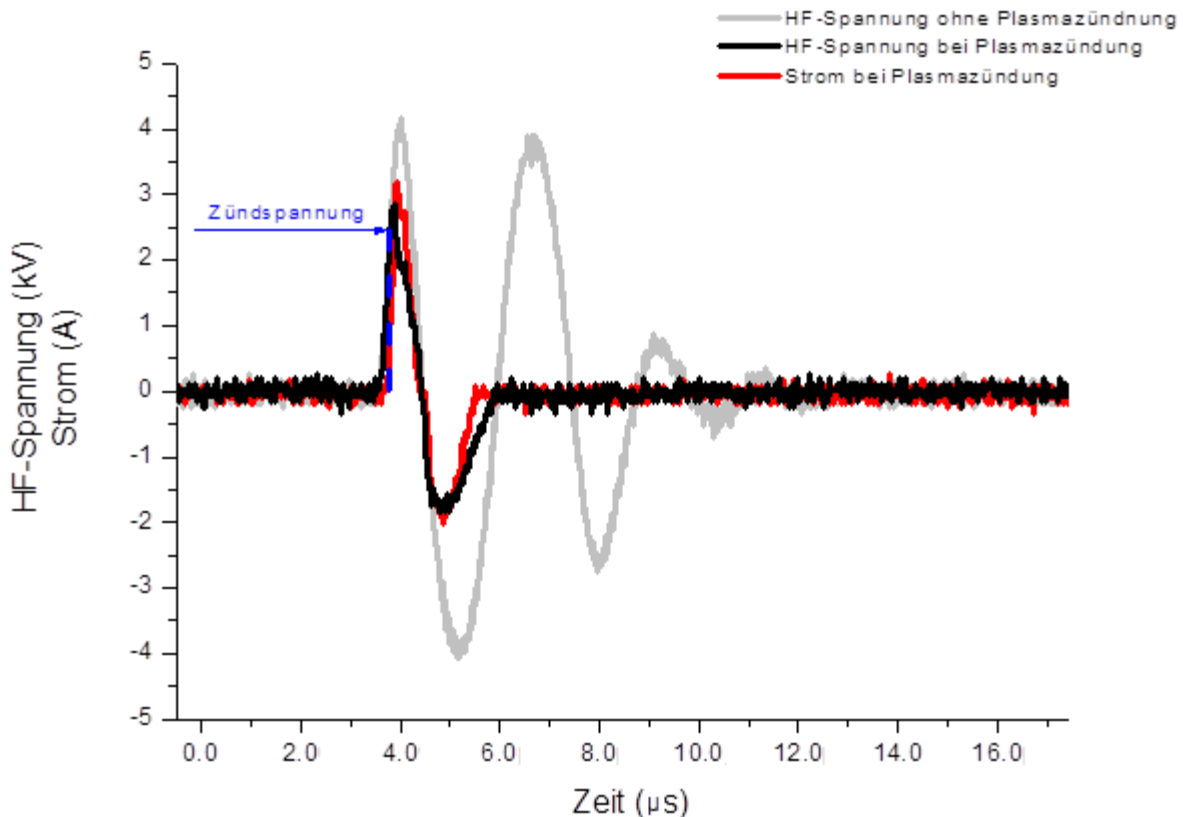


Abb.5.1: Darstellung der Zündspannung bei einer APC Applikation auf Schweineiere in einem Abstand von 2 mm für einen HF-Spannungspuls. *Blaue gestrichelte Linie* – rascher Stromanstieg.

In Abbildung 5.1 ist für den stationären Zustand der APC-Applikation in grau der HF-Spannungsverlauf ohne eine Plasmazündung dargestellt (Leerlaufspannung) und in schwarz ist der HF-Spannungsverlauf bei einer Plasmazündung gezeigt. Es ist zu erkennen, dass ohne eine Plasmazündung die erste Spannungsphase ihr Maximum bei 4 kV (maximale Generatorspannung) hat und bei dem Zünden eines Plasmas, die Spannung auf 2.5 kV einbricht (Abb. 5.1). Diese 2.5 kV sind als Durchbruchspannung für einen Abstand der APC-Sonde zur Geweboberfläche von 2 mm charakteristisch, bei dem das Arbeitgas schlagartig leitfähig wird und ein hoher elektrischer Strom fließt. Grund hierfür ist die Abhängigkeit der Durchbruchspannung vom Elektrodenabstand, dem vorliegenden Druck sowie dem Plasmagas. Für homogene elektrische Felder wird dieser Zusammenhang durch das Paschengesetz [134] beschrieben.

Charakteristisch für den Spannungsverlauf bei APC ist, dass nach dem Einbrechen der Spannung bei der APC-Applikation auf Gewebe die erkennbaren Nachschwinger der Leerlaufspannung (*graue Kurve* in Abb. 5.1) durch den im Generator verwendeten Schwingkreis stark gedämpft sind. Diese Dämpfung kommt dadurch zustande, dass das niederohmige Plasma den Schwingkreis im Generator kurzschließt. Das hat zur Folge, dass bei der APC-Applikation auf Schweineiere lediglich die erste positive und die erste negative Spannungsphase deutlich zu erkennen sind und wie in Abb. 5.1 gezeigt einen deutlichen Stromfluss aufweisen.

Dieser charakteristische Strom-Spannungsverlauf wird im Folgenden als Entladungsmechanismus untersucht, wobei die Untersuchung mit Strom-Spannungsmessungen, Mikrofotografie, OES und numerischer Simulationen durchgeführt

wird. Es werden dabei die Aufnahme von Strom und Spannung mit der Mikrofotografie gekoppelt. Die Hochgeschwindigkeitskamera wird mithilfe eines Pulsgenerators auf die steigende positive Hochspannungsflanke getriggert. Durch die Verwendung einer kamerainternen Verzögerungszeit besteht die Möglichkeit, das transiente Verhalten der Entladung bei einer APC-Aktivierung in Nanosekundenschritten abzutasten.

Um die Bedingungen der Plasmazündung besser zu verstehen, wird die Applikation einer APC-Anwendung direkt auf eine geerdete Kupferplatte durchgeführt. Die Erdung der Kupferelektrode erfolgt durch den Anschluss an dem Neutralektrodenanschluss des elektrochirurgischen Generators. Zwischen der Kupferelektrode und dem elektrochirurgischen Generator wird ein 50 Ohm-Serienwiderstand geschaltet. Der verwendete Serienwiderstand simuliert dabei nicht nur den Gewebewiderstand, sondern schützt gleichzeitig den Generator vor Überstrom.

Die Untersuchung des Entladeprozesses bei der APC-Applikation auf biologischem Gewebe wird auf Schweineniere durchgeführt. Hier ist der Abstand zwischen APC-Elektrode und der Gegenelektrode (Schweineniere bzw. Kupferelektrode) auf 2 mm festgesetzt.

5.1.3 Mikrofotografie-Aufnahmen des Entladungsprozesses

Durch die Aufnahme von Hochgeschwindigkeitsbildern in Abhängigkeit vom aktuellen Strom- bzw. Spannungswert lässt sich die untersuchte APC-Entladung in drei Bereiche teilen (Abb. 5.2).

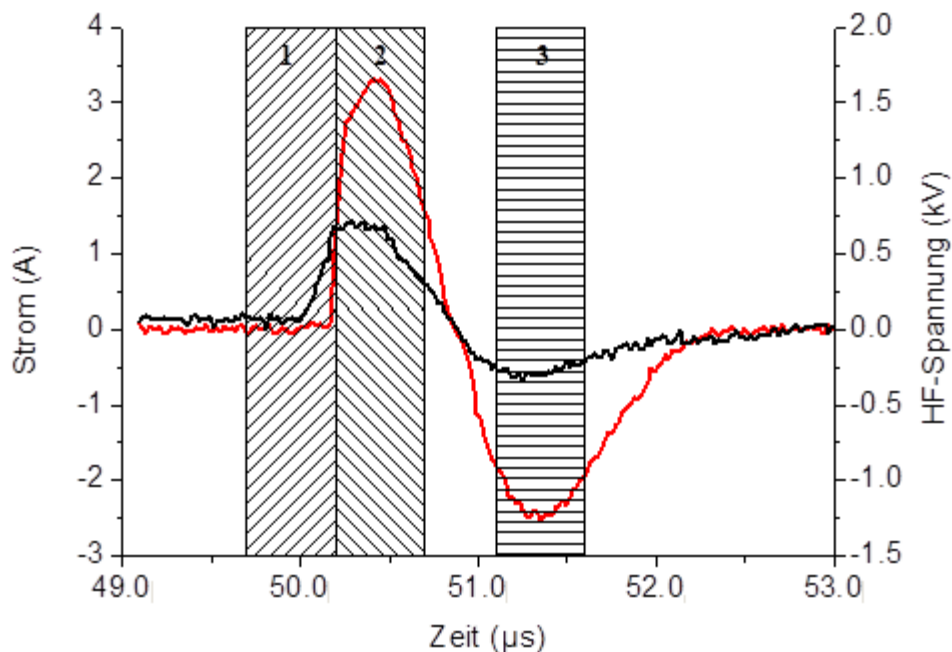


Abb.5.2: HF-Spannung (schwarze Kurve) und Strom (rote Kurve) gemessen für die APC-Entladung auf Schweineniere. Forced APC 30 W 0.6 l/min Argon-Stickstoff-Gasgemisch, Abstand APC-Sonde zur Gewebeoberfläche $d = 2$ mm [135]. Die schattierten Regionen zeigen die Aufnahmezeiten der Hochgeschwindigkeitskamera für die Aufnahmen in den verschiedenen Phasen der Abbildungen 5.3 - 5.5. Region 1 – HF-Spannung ist gleich der Durchbruchspannung, Stromfluss beginnt, Region 2 – HF-Spannung und Strom erreichen positiven Maximalwert und Region 3 – HF-Spannung und Strom erreichen negativen Maximalwert.

Die Mikrofotografie-Aufnahmen, die mittels der Hochgeschwindigkeitskamera getätigt wurden, zeigen bei der APC-Applikation auf Nierengewebe, dass die Entladung mit dem Aufbau eines dünnen Plasmakanals beginnt (Abb. 5.3).

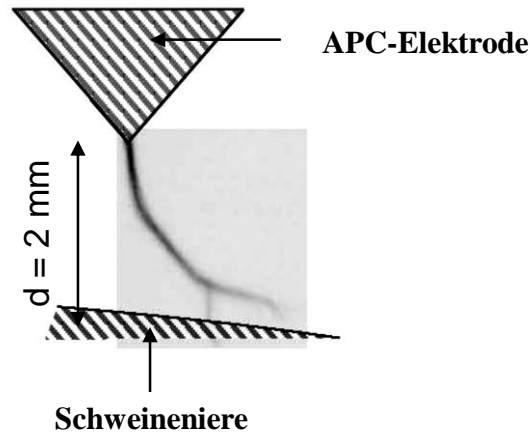


Abb.5.3: Invertierte Aufnahme des Plasmakanals bei der Zündung der APC Entladung (Region 1 in Abb. 5.2) auf Schweineniere. Forced APC 30 W 0.6 l/min Argon-Stickstoff-Gasgemisch, Abstand APC-Sonde zur Gewebeoberfläche $d = 2 \text{ mm}$ [135].

Dieser Plasmakanal (Abb. 5.3) hat eine geringe Fotoemissionsintensität, die homogen in axialer Richtung verteilt ist. Es ist zu beobachten, dass der Kanalaufbau stets an einer festen Stelle an der APC-Elektrode, und zwar da wo die größte Inhomogenität des elektrischen Feldes (*und die größte Intensität der Fotoemission*) vorliegt, startet und sich dann zumeist, bevor er auf das biologische Gewebe trifft, in einige kleinere Plasmakanäle verzweigt. Diese Plasmakanäle treffen nicht immer an derselben Stelle auf das Gewebe, sondern tasten es *quasi stochastisch* ab, wodurch eine große Gewebeoberfläche mit APC-Plasmakanälen behandelt wird.

Die schwache Intensität der Fotoemission, die während des Plasmakanalaufbaus beobachtet wird, steigt rapide mit der zweiten Phase des Entladungsmechanismus an. Dadurch wird der dünne Plasmakanal stark verbreitert, bis er einen Durchmesser von ca. $245 \mu\text{m}$ erreicht. Die Verteilung der ausgestrahlten Fotoemission ist während dieser Phase für die Applikation auf biologischem Gewebe ebenso homogen (Abb. 5.4 a)).

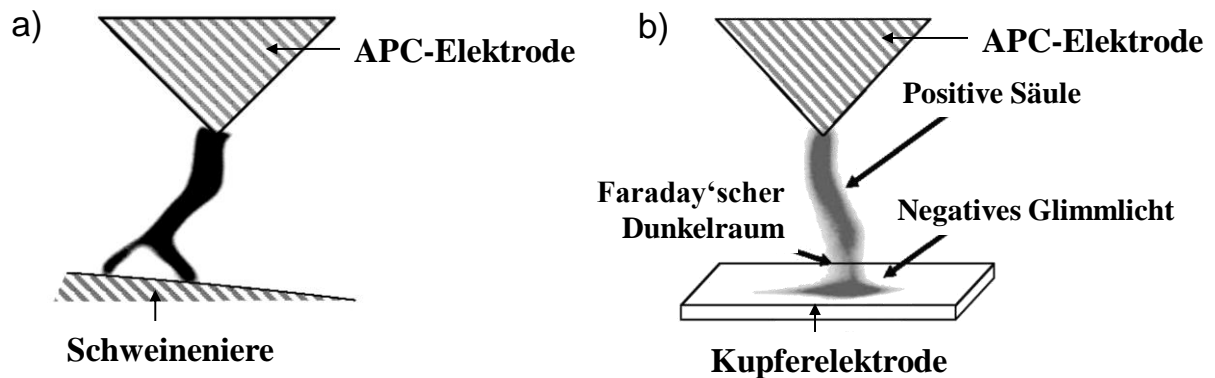


Abb.5.4: Invertierte Aufnahme der positiven Spannungsphase bei der APC-Entladung (Region 2 in Abb. 5.2). a) auf Schweineniere, b) auf Kupferelektrode. Forced APC 30 W 0.6 l/min Argon-Stickstoff-Gasgemisch, Abstand APC-Sonde zur Oberfläche $d = 2$ mm [135].

Hierbei lässt sich bei der APC-Applikation auf Kupferelektrode ein Intensitätsmaximum der Fotoemission nahe der metallischen Fläche beobachten (Abb. 5.4 b)).

Nachdem sich die Polarität der Hochfrequenzspannung geändert (Abb. 5.5) hat, ist ein Plasmakanal zu erkennen, der ähnlich dem vorherigen in der positiven Spannungsphase aussieht.

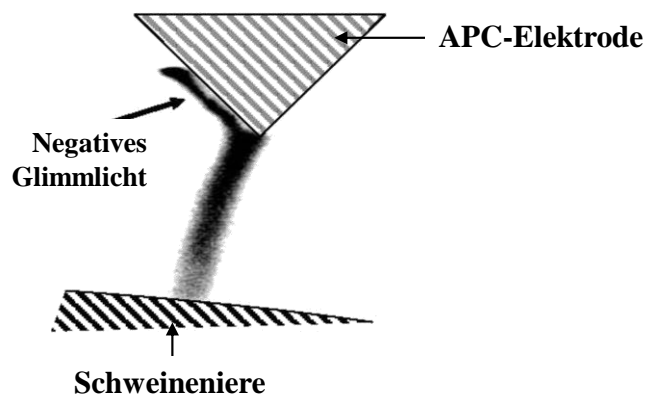


Abb.5.5: Invertierte Aufnahme der negativen Spannungsphase der APC-Entladung (Region 3 in Abb.5.2) auf Schweineniere. Forced APC 30 W 0.6 l/min Argon-Stickstoff-Gasgemisch, Abstand APC-Sonde zur Oberfläche $d = 2$ mm [135]. Die Intensität der Fotoemission während dieser Phase ist ungefähr eine Größenordnung (ein Zehntel) kleiner als die in der positiven Spannungsphase. Zu Verständniszwecken wurden die Intensität und der Kontrast dieser Aufnahme angepasst.

Der Unterschied zu dem Plasmakanal aus der positiven Spannungsphase ist, dass die Phase, in der sich ein dünner Plasmakanal ausbildet, der beide Elektroden miteinander verbindet, fehlt. Aufgrund der räumlichen Verteilung der Fotoemission wird geschlossen, dass es sich hierbei um eine Glimmentladung handelt. Speziell handelt es sich um ein negatives Glimmlicht, das teilweise die spitze APC-Elektrode während der negativen Spannungsphase bedeckt.

Im Vergleich zu dem Plasmakanal, der in der positiven Spannungsphase zu beobachten ist, ist die Intensität der Fotoemission in der negativen Spannungsphase etwa ein Zehntel der Intensität der Fotoemission (Abb. 5.6).

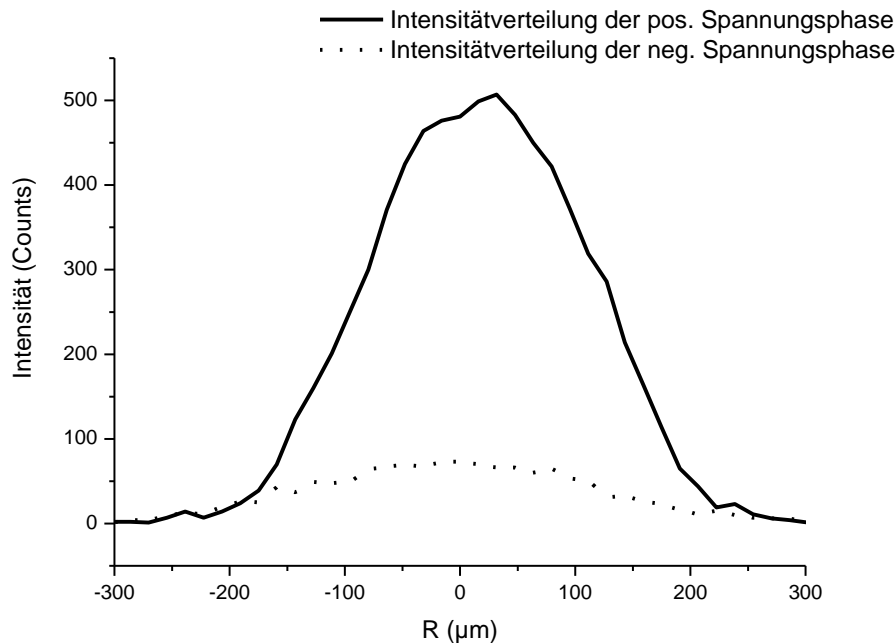


Abb.5.6: Räumliche Intensitätsverteilung der Entladung der positiven Spannungsphase (schwarze Kurve) und der negativen Spannungsphase (schwarz-gepunktete Kurve).

5.1.4 Bestimmung der gemittelten Plasmaparameter

Da für die Interpretation der vorliegenden Entladungsformen die ausschließliche Bewertung von Strom-Spannungsmessungen und Mikrofotografie nicht ausreichend sind, werden zusätzlich mittels OES und numerischer Simulationen die gemittelten Plasmaparameter, sowie die gemittelte Gastemperatur über einen Applikationszeitraum von 1 Sekunde APC-Applikation auf Schweineniere und auf Kupfer bestimmt.

Es konnte eine zeitaufgelöste OES, aufgrund von elektromagnetischer Störung des Spektrometers, nicht durchgeführt werden. Die Verwendung von optischen Filtern zur Aufnahme der Fotoemissionsintensitäten der zur Diagnostik verwendeten Stickstoffemissionsbanden, wie es in [35] beschrieben ist, konnte ebenso nicht durchgeführt werden, da die Intensität der Stickstoffemissionsbanden zu gering ist. Aus diesem Grund muss auf die Bestimmung der gemittelten Plasmaparameter zurückgegriffen werden.

Aufgrund der intensiven Leuchterscheinung, die sich in der positiven Phase der HF-Spannung gegenüber der negativen HF-Spannungsphase erkennen lässt, wird geschlossen, dass die meisten Anregungsprozesse im Plasma innerhalb der positiven HF-Spannungsphase stattfinden. Aus diesem Grund sind die in Tabelle 5.1 dargestellten Daten für die positive HF-Spannungsphase ermittelt.

Tabelle 5.1: Gemittelte Plasmaparameter für die positive Phase der HF-Spannung bei der APC-Applikation auf Schweiniere und auf Kupfer [135]. T_g – Gastemperatur, E/N – reduziertes elektrisches Feld, n_e – Elektronendichte, ε – mittlere kinetische Energie der Elektronen, T_e – mittlere Elektronentemperatur. Fehler für E/N und n_e 25% und 15%.

Gegenelektrode	T_g (K)	E/N (Td)	n_e ($\cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$)	ε (eV)	T_e (K)
Schweiniere	1400 ± 100	12	9.9	2.6	23700
Kupferplatte	1000 ± 100	10	3.4	2.1	18900

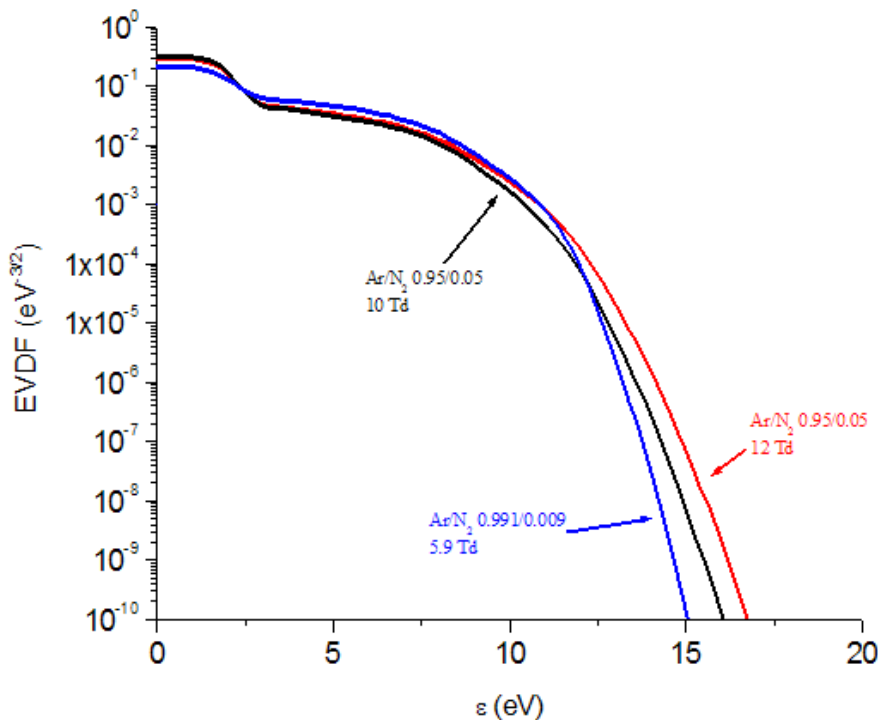


Abb.5.7: Elektronengeschwindigkeitsverteilungsfunktion (EVDF) simuliert mit EEDF [103] für die APC-Entladung in Ar/N_2 (0.95/0.05) auf Schweiniere (*rot*) und auf Kupferelektrode (*schwarz*) bei Forced APC 30 W 0.6 l/min [135]. Die blaue Linie zeigt die Elektronengeschwindigkeitsverteilungsfunktion für die APC-Entladung in Ar/N_2 (0.991/0.009).

Die Bestimmung der gemittelten Gastemperatur für die Forced APC 30 W 0.6 l/min Argon-Stickstoff-Gasgemisch ergeben für die Applikation auf Schweiniere $1400 \text{ K} \pm 100 \text{ K}$ und für die Applikation auf Kupferelektrode $1000 \text{ K} \pm 100 \text{ K}$. Anhand der Ermittlung der gemittelten Plasmaparameter (E/N und n_e) bei den benannten APC-Applikationsbedingungen konnten die gemittelten kinetischen Energien ε der Elektronen durch die Bestimmung der Elektronengeschwindigkeitsverteilungsfunktion auf Niere zu 2.6 eV und auf Kupferelektrode zu 2.1 eV bestimmt werden. Die zugehörigen mittleren Temperaturen, der im Plasma vorhandenen Elektronen belaufen sich dabei auf 23700 K für die Applikation auf Niere und 18900 K für die Applikation auf Kupferelektrode. Beide berechneten Elektronentemperaturen weisen eine Differenz zur ermittelten Gastemperatur der zugehörigen APC Applikation von mehr als einer Größenordnung auf.

Diese Erkenntnisse gehen in die Interpretation des Entladungsprozesses, der im Folgenden beschrieben wird, ein.

5.1.5 Interpretation des Entladungsprozesses

Zur Interpretation der experimentellen Ergebnisse wurden verschiedene Modelle transienter Entladungen herangezogen [45,136,137]. Aus diesen Modellen ergibt sich, dass die APC-Entladung durch die Ausbreitung eines Streamerkanales zwischen der APC-Elektrode gezündet wird. Dass sich die Entladung an der Elektrodenspitze ausbildet ist auf die Tatsache zurückzuführen, dass an der Elektrodenspitze aufgrund deren starker Krümmung das elektrische Feld seinen Maximalwert erreicht.

Für die Applikationen auf biologischem Gewebe ist weiterhin zu beobachten (Abb. 5.2), dass die Streamer oft in der Nähe der Oberfläche des Gewebes verzweigen. Der Grund für diese Verzweigung in kleine Plasmakanäle kann die Instabilität der Ionisation vor dem Streamer [137] oder die Entwicklung von rückläufigen Streamern sein. Solch ein rückläufiger Streamer kann durch einen erhöhten Punkt auf der Gewebeoberfläche initiiert werden, da dort das elektrische Feld zwischen dem Streamerkopf und der Gegenelektrode während der Streamerkanaalausbildung hoch ist.

Sobald der polarisierte Streamerkopf die leitfähige Oberfläche der Kathode (*Schweineiere oder Kupferelektrode*) erreicht, schließt er den Spalt zwischen den Elektroden kurz, wobei der der positive Streamerkopf innerhalb weniger Nanosekunden neutralisiert wird [45]. Der Neutralisationsprozess kann dann durch den direkten Kontakt von dem positiv geladenen Streamerkopf mit der Gegenelektrode, oder mit den Streamerköpfen der anoden-gerichteten Streamer erfolgen.

Es bildet sich dann eine anoden-gerichtete Ionisationswelle aus, die zur Verbreiterung des Plasmakanals und zur Funkenbildung führt. Das Vorliegen einer Funkenentladung bei der APC-Applikation wird durch die Erzeugung von zahlreichen elektromagnetischen Wellen unterschiedlicher Frequenzen und Schockwellen, die in den hier gezeigten Experimenten akustisch wahrgenommen wurden, verstärkt. Vor allem akustische Schockwellen sind charakteristisch für das Auftreten einer Funkenentladung [136].

Die Geschwindigkeit, mit der sich der Streamerkanal ausbildet und mit der die Ionisationswelle sich bewegt, entsprechen $5 \cdot 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ und 10^8 cm s^{-1} [48]. Aufgrund des schmalen Spaltes zwischen der APC-Elektrode und der Gegenelektrode kann sich somit ein Funkenkanal innerhalb von wenigen Nanosekunden ausbilden.

Die nächste Phase des Entladungsprozesses beginnt, wenn die anoden-gerichtete Ionisationswelle die Spitze der APC-Elektrode erreicht.

Um die sich anschließende APC-Entladung zu charakterisieren, werden die beiden dargestellten Entladungsmodelle Glimmentladung und Bogenentladung (siehe Kapitel 2.2.3) mit den ermittelten experimentellen Daten verglichen.

Die Spannung der APC-Entladung, die in dem Spalt zwischen der APC-Elektrode und der Gegenelektrode anliegt, beträgt ca. 600 V (Abb. 5.2). Die APC-Entladungsbedingungen unterscheiden sich stark von denen eines thermodynamischen Gleichgewichtes, da die Gastemperatur mehr als 20-mal (Tabelle 5.1) geringer ist als die Elektronentemperatur. Diese Aussage lässt sich sowohl für die APC-Anwendungen auf Gewebe als auch auf Kupferelektrode anwenden.

Diese experimentellen Ergebnisse bestätigen das Vorliegen einer Glimmentladung nach dem Zusammenbruch der Funkenentladung während der APC-Anwendung.

Zusätzlich bestätigt die axiale Verteilung der Fotoemission durch die APC-Entladung auf der Kupferplatte die Existenz einer Glimmentladung. Jedoch ist die Fotoemission der APC-Entladung auf Schweineniere homogen zwischen der APC-Elektrode und der Gewebeoberfläche verteilt.

Der Grund für diesen Effekt ist die homogene Verteilung der Elektronendichte in axialer Richtung des Plasmakanals. Ein möglicher Grund für die Abwesenheit eines Elektronendichtemaximums nahe dem Kathodenfall, der für die Glimmentladung charakteristisch ist, kann die geringe Elektronenemission der Schweineniere durch Ionenbombardement und dem Anlagern von Elektronen an Atomen oder Molekülen (bspw. H, O, H₂O) nahe der behandelten Oberfläche sein.

Die Temperatur der Kathode während der Anwendung der APC-Entladung auf der Schweineniere kann keinesfalls einen Temperaturwert, der für die thermionische Emission von Elektronen aus dem biologischen Gewebe notwendig ist, erreichen. Wenn das biologische Gewebe, das hauptsächlich aus Kohlenstoff besteht, Temperaturen von ca. 1700 K erreichen würde, die für die thermionische Emission von Elektronen aus Kohlenstoff notwendig sind [138], würde es karbonisiert bzw. vaporisiert werden.

Während der Versuche konnte weder eine starke Karbonisation noch Vaporisation der Gewebeoberfläche festgestellt werden. Daraus wird geschlossen, dass thermionische Emission nicht während der APC-Entladung erfolgen kann.

Grund für den Unterschied in der Gastemperatur zwischen der APC-Entladung auf der Schweineniere und der Kupferplatte ist die geringere Leitfähigkeit des Plasmakanalkörpers während der Applikation auf Schweineniere.

Ursache hierfür ist das Herauslösen von Schwerteilchen aus dem Gewebe, die ihrerseits hauptsächlich Elektronen anlagern und zur Produktion von negativen Ionen führen können. Diese negativen Ionen können dann zur Reduktion der Leitfähigkeit beitragen. Diese Reduktion wird zwar durch die hohe stationäre Gastemperatur minimiert, indem die Elektronenablagerung und damit der Transport des hohen elektrischen Stromes begünstigt wird, kann jedoch nicht vollständig vermieden werden.

Die Glimmlicht-Phase wird nach dem Wechsel der applizierten Hochspannungspolarität fortgesetzt. Die Fotoemission hat eine radiale Verteilung vergleichbar zu der in der vorherigen Entladungsphase. Der Grund hierfür ist, dass der Plasmakanal von dem vorausgehenden Streamer, der Funkenentladung, und der Glimmentladungsphase auf etwa 1000 K aufgeheizt wurde. Diese hohe Temperatur kann innerhalb von wenigen Nanosekunden zwischen der positiven und der negativen Spannungshalbphase nicht ausreichend sinken. Da aufgrund der hohen Gastemperatur eine geringe Gasdichte und eine hohe Restelektronendichte resultiert, ist der Plasmakanal gut geeignet um den Strom in der negativen Phase der applizierten Hochspannung zu transportieren. Das negative Glimmlicht nahe der Kathodenoberfläche, das über die gesamte Elektrodenfläche verteilt ist, bestätigt den Strom außerhalb des Kanals. Aus diesem Grund sind die Stromdichte, die sich über die gesamte APC-Elektrodenfläche unterschiedlich stark verteilt und die Fotoemissionsintensität in der beschriebenen Plasmakanalregion sehr gering und wird nicht beachtet.

Mit der Tatsache, dass das negative Glimmlicht nicht die ganze Kathodenfläche während der negativen Spannungsphase bedeckt, kann gefolgert werden, dass es sich in dieser Phase um eine gewöhnliche Glimmentladung handelt [135].

5.1.6 Überprüfung der Stickstoffbeimischung

Bei den hier vorliegenden Plasmabedingungen, wie einem niedrigen reduzierten elektrischen Feld von etwa 10 Td und einer Stickstoffbeimischung zum Edelgas Argon von 5%, muss der Einfluss des zweiatomigen Moleküls in Bezug auf die ermittelten Plasmaparameter überprüft werden. Grund hierfür ist die Tatsache, dass bei solch geringen reduzierten elektrischen Feldern der Verlust der Energie der Elektronen aufgrund von inelastischen Stößen mit den Molekülen sehr hoch ist. Dabei wird die Energie der Elektronen in die Anregung der Rotations- und Schwingungsniveaus der Moleküle übertragen [135].

Die Beimischung von Stickstoff zum Argonplasmagas lässt sich jedoch nicht vermeiden, da das verwendete Argongas teilweise Verunreinigungen aufweist bzw. weil durch Diffusionsprozesse der in der Umgebungsluft enthaltene Stickstoff in das Plasma eindringt.

Um den Einfluss der kontrollierten 5% Stickstoffbeimischung zum Argongas zu untersuchen, werden optische Emissionsspektren mit und ohne kontrollierte Stickstoffbeimischung aufgenommen und bewertet. Dabei stellte sich heraus, dass die Beimischung von 5% Stickstoff die Intensität der Stickstoffphotoemission im UV-Spektralbereich um 50% gegen über dem reinen Argongasplasma steigert.

Die gleichzeitige Messung des elektrischen Stromes und die Bestimmung des Plasmadurchmessers mittels Mikrofotografie für die APC-Applikationen mit und ohne Stickstoffbeimischung zeigten keine nennenswerten Unterschiede auf.

Basierend auf diesen Ergebnissen und den bekannten Ratenkonstanten für die Quenchingprozesse mit Stickstoff [103], wurden die Plasmaparameter für die beiden Plasmen mit und ohne Stickstoffbeimischung bestimmt. Für das Plasma ohne Stickstoffbeimischung wurde die Annahme getroffen, dass das Argongas aufgrund von eventuellen Verunreinigungen oder durch Eindiffusion von Stickstoff ins Plasma einen Anteil von 0.9% Stickstoff enthält [135].

Die Bestimmung der Plasmaparameter ergab, dass die Beimischung von 5% Stickstoff zu einer Erhöhung des reduzierten elektrischen Feldes von 49% und einer Erniedrigung der Elektronendichte um 8% führt (Abb. 5.7) [135].

5.1.7 Zusammenfassung

In diesem Versuch wurde der Entladungsmechanismus für die APC-Applikationen auf eine Schweineniere und auf eine Kupferelektrode untersucht. Dabei wurden verschieden diagnostische Messmethoden, wie Strom-Spannungsmessungen, Mikrofotografie, OES und numerische Simulationen angewandt.

Es stellte sich heraus, dass für die APC auf Schweineniere und auch auf Kupfer dieselben Entladungsmechanismen zugrunde liegen. So findet sich während jeder positiven Spannungsphase eine Funkenentladung nach dem Überbrücken des Spaltes durch einen Streamerkanal, zwischen der APC-Elektrode und der Gegenelektrode, in Form einer rückläufigen anoden-gerichteten Ionisationswelle wieder. Das Überbrücken des Spaltes durch den Streamerkanal geschieht innerhalb weniger Nanosekunden.

Für diese Phase der applizierten positiven Spannung wurden neben der Gastemperatur, die Plasmaparameter, die Elektronenverteilungsfunktion und die Elektronentemperatur bestimmt. Aus den ermittelten Werten konnte die folgende Entladungsart charakterisiert werden. Es zeigte sich, dass bei den APC-Applikationen eine große Differenz zwischen der Gastemperatur und der Elektronentemperatur besteht ($T_g \ll T_e$). Des Weiteren zeigte sich

anhand der Mikrofotografie-Aufnahmen, dass die Intensität der Fotoemission bei den APC-Applikation homogen in axialer Richtung verteilt ist.

Auf der Basis dieser Beobachtungen wird geschlossen, dass es sich nach dem Funkenüberschlag zwischen der APC-Elektrode und der Gegenelektrode um eine Glimmentladung handelt. Diese Glimmentladung wird während der negativen Spannungsphase fortgesetzt und erlischt mit der Beendigung des applizierten Spannungspulses.

Dieser Entladungsmechanismus gilt für alle Spannungspulse, die appliziert werden und zur Zündung eines Plasmas führen.

Für die Ermittlung der Plasmaparameter gilt es die Stromdichte valide (siehe Gl. (4.29)) zu ermitteln. Bei dem in der positiven Spannungsphase beobachtbaren homogen-verteilten, leuchtintensiven, punktuell die Gegenelektrode berührenden Plasmakanal kann die Stromdichte ohne Komplikationen anhand der Strommessung und der Mikrofotografie-Aufnahmen bestimmt werden. Bei dem Glimmlicht der applizierten negativen Spannungsphase ist dies mit Schwierigkeiten verbunden, da das Glimmlicht die gesamte APC-Elektrode mit unterschiedlicher Leuchtstärke, sprich unterschiedlicher Anzahl an plasmachemischen Prozessen, bedeckt. Des Weiteren liegt in dieser negativen Spannungsphase kein deutlich von der Umgebung abgegrenzter Plasmakanal vor, der den elektrischen Strom zum Gewebe transportiert, sondern eine diffuse Leuchterscheinung, deren Querschnitt nicht eindeutig bestimmt werden kann.

Aufgrund der resultierenden Ergebnisse zwischen dem Entladungskanal der positiven und der negativen Spannungsphase und der Tatsache, dass für die Plasmacharakterisierung keine zeitaufgelösten optischen Emissionsspektren aufgezeichnet werden können, werden die ermittelten Plasmaparameter stets für die positive Spannungsphase bestimmt. Hierfür müssen die plasmaspezifischen Kenngrößen (elektrischer Plasmastrom, Plasmadauer, Plasmadurchmesser etc.) ausschließlich für die positive Spannungsphase des applizierten HF-Spannungspulses bestimmt werden.

5.2 Plasmacharakterisierung bei einer kommerziellen Forced APC-Applikation

Es ist bekannt, dass der erzielte Gewebeeffekt stark von der Leistungseinstellung am elektrochirurgischen Generator abhängt. Um einen Rückschluss von dem erzielten Gewebeeffekt auf die Plasmaparameter zu erhalten, werden hier drei unterschiedliche Leistungsbereiche des elektrochirurgischen Generators untersucht. Dazu zählt eine geringe Leistungseinstellung (30 W), eine mittlere Leistungseinstellung (60 W) und eine hohe Leistungseinstellung (90 W). Diese unterschiedlichen Leistungseinstellungen werden bei einer Variation von verschiedenen Gasflüssen (0.6, 0.8, 1.0 und 2.0 l/min) auf Nierengewebe plasmatechnisch und gewebetchnisch bei senkrechten APC-Applikationen im Abstand von 2 mm und 3 Sekunden Applikationsdauer untersucht (Abb. 5.8).

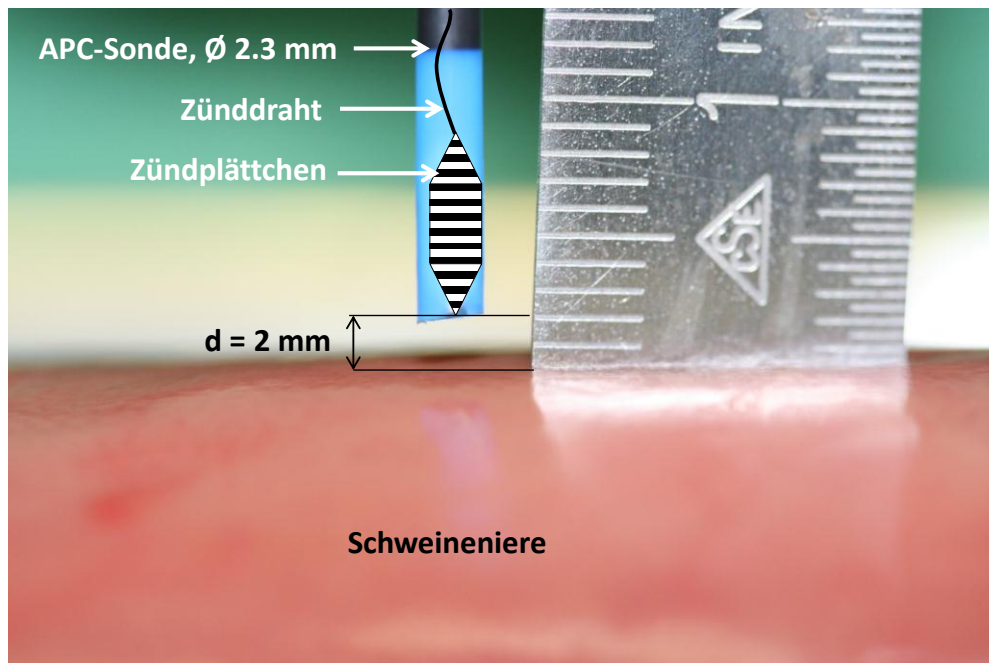


Abb.5.8: Versuchsaufbau für die Forced APC-Applikation auf Schweineniere in einem Abstand von 2 mm.

5.2.1 Bestimmung der Gewebeeffekte bei Forced APC

Anhand der bereits beschriebenen Forced APC-Applikationen (siehe Kapitel 2) auf Schweineniere konnten die in Tabelle 5.2 dargestellten Gewebeeffekte (Abb. 5.9) für die Forced ACP-Einstellung ermittelt werden. Mit der Ausmessung der Gewebeeffekte (mittlerer Koagulationsdurchmesser, maximale Eindringtiefe) konnte dasselbe Ergebnis, wie es bereits in [12,139,140] publiziert wurde, gefunden werden. Grundsätzlich gilt, dass mit steigender Leistungsabgabe der mittlere Koagulationsdurchmesser und auch die maximale Eindringtiefe steigen. Der erzielte Gewebeeffekt ist nahezu unabhängig vom eingestellten Gasfluss. Dieses wurde von Bergler [88] bereits gezeigt. Auch dieses Ergebnis konnte mit den durchgeführten Versuchen bestätigt werden.

Tabelle 5.2: Ermittelte Gewebefeffekte für eine Forced APC-Applikation auf Schweineniere für 3 Sekunden Applikationsdauer in einem Abstand von 2 mm.

Eingestellte Leistungsabgabe für Forced APC	Abgegebene Leistung des HF-Generators	Gasfluss (l/min)	Mittlerer Koagulationsdurchmesser ØD (mm)	Maximal Eindringtiefe Lmax (mm)
30 W	23 W ± 3 W	0.6	6.3 ± 0.19	1.43 ± 0.09
		0.8	6.29 ± 0.17	1.60 ± 0.05
		1.0	6.39 ± 0.18	1.58 ± 0.07
		2.0	6.08 ± 0.36	1.61 ± 0.11
60 W	41 W ± 3 W	0.6	7.83 ± 0.22	2.16 ± 0.11
		0.8	7.81 ± 0.17	2.23 ± 0.15
		1.0	7.66 ± 0.21	2.39 ± 0.11
		2.0	7.16 ± 0.27	2.40 ± 0.20
90 W	66 W ± 4 W	0.6	8.76 ± 0.28	2.46 ± 0.07
		0.8	8.72 ± 0.20	2.89 ± 0.11
		1.0	8.88 ± 0.35	2.88 ± 0.08
		2.0	8.44 ± 0.35	3.30 ± 0.16

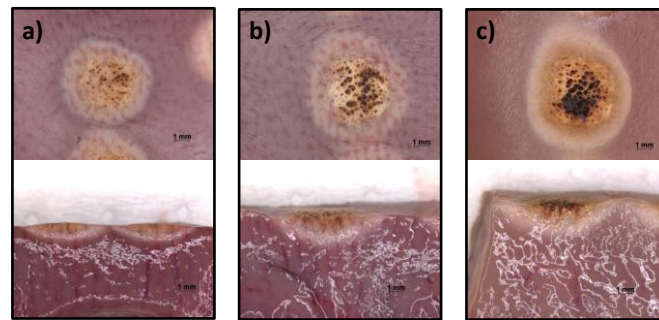


Abb.5.9: Erzielter Gewebefeffekt bei einer Forced APC-Applikation auf Schweineniere bei einer Applikationszeit von 3 Sekunden in einem Abstand von 2 mm. Gasflusseinstellung 1 l/min und Leistungseinstellung am elektrochirurgischen Generator von 30 W (a)), 60 W (b)) und 90 W (c)). Bilder in der oberen Reihe – Draufsicht auf den Gewebefeffekt, Bilder in der unteren Reihe – Schnitt durch die Läsionen.

Es ist festzustellen, dass mit steigender Leistung der Grad der Gewebeschädigung zunimmt (Abb. 5.9). Wie anhand der Abb. 5.9 a) zu erkennen ist, erzielt die APC-Applikation von 30 W wenige dunkelbraune Punkte in der Mitte der Läsion, die als stark nekrotisiert (siehe Tabelle 2.1) angesehen werden können. Umgeben sind diese punktförmigen Verfärbungen des Gewebes von einer gelben bis bräunlichen Region, die desikkiertes (*Zerstörung der Zellmembran*) bis nekrotisiertes (*Verdampfung der Gewebesflüssigkeit*, siehe Tabelle 2.1) Gewebe darstellt, welches seinerseits von einer koagulierten Zone (weißliche Verfärbung) umrandet wird. Für diesen Gewebefeffekt lässt sich festhalten, dass keine Karbonisation (Verkohlung des Gewebes, siehe Tabelle 2.1) auftritt. Da üblicherweise Karbonisation auftritt, wenn am Gewebe Temperaturen von $> 150\text{ °C}$ [90] auftreten, ist für diese APC Anwendung – mit geringer eingestellter Leistung – kein Auftreten einer solch hohen Temperatur an der Gewebeoberfläche zu beobachten.

Werden die erzielten Gewebefeffekte der Forced APC 60 W und 90 W Applikation mit der eben beschriebenen Forced APC 30 W Anwendung verglichen, ist auffällig, dass bei 60 W und 90 W ebenfalls koagulierte, desikkierte sowie nekrotisierte Bereiche festgestellt werden

können. Allerdings ist bei diesen beiden Applikationen der nekrotisierte Bereich wesentlich größer als bei Forced APC 30 W. Weiterhin finden sich bei der Applikation von 60 W und 90 W punktuelle (*Forced APC 60 W*) bis flächige (*Forced APC 90 W*) schwarze Verfärbungen der Gewebeoberfläche, die auf Karbonisation hindeuten. Da diese beiden beschriebenen Gewebefeffekte zudem eine inhomogene bis löchrige Gewebeoberflächenstruktur aufweisen, ist davon auszugehen, dass punktuell das Gewebe verdampft wurde.

Wie diese unterschiedlichen Gewebefeffekte bei den verschiedenen Forced APC-Einstellungen zustande kommen, wird anhand der Plasmacharakterisierung dieser Plasmen untersucht.

5.2.2 Charakterisierung der Plasmabedingungen

5.2.2.1 Bestimmung der Gastemperatur bei Forced APC

Die im Experiment aufgenommenen Spektren werden, wie in Kapitel 4 beschrieben, mit LIFBASE simulierten Spektren (siehe Kapitel 4.2) abgeglichen und dadurch die Rotationstemperatur, speziell die Gastemperatur im Plasma, bestimmt. Es stellte sich heraus, dass die mittels $N_2(C-B,0-0)$ und $N_2(C-B,0-1)$ bestimmten Gastemperaturen identische Werte aufweisen (Abb.4.6). Hieraus ergibt sich, dass des Weiteren die Gastemperaturbestimmung mittels $N_2(C-B,0-0)$ über ausgewählte, nicht durch NH überlagerte, Rotationsbanden erfolgen kann (siehe Abb. 4.6).

Die auf diese Art ermittelten Gastemperaturen für die untersuchten Plasmen sind in Tabelle 5.3 dargestellt.

Tabelle 5.3: Ermittelte Gastemperaturen für die untersuchten Leistungs- und Gasflusseinstellungen bei einer kommerziellen Forced APC-Applikation mit einer flexiblen APC-Sonde (\varnothing 2.3 mm) auf Schweineniere in einem Abstand von 2 mm.

Eingestellte Leistung Forced APC	Abgegebene Leistung vom HF-Generator	Gasfluss (l/min)	Gastemperatur T_g (K) ± 100
30 W	23 W \pm 3 W	0.6	1400
		0.8	1400
		1.0	1300
		2.0	1200
60 W	41 W \pm 3 W	0.6	1900
		0.8	1600
		1.0	1500
		2.0	1200
90 W	66 W \pm 4 W	0.6	1900
		0.8	1900
		1.0	1700
		2.0	1400

Tabelle 5.3 zeigt, dass die Gastemperatur mit steigender maximal eingestellter Leistung ansteigt, jedoch bei der Erhöhung des Gasflusses absinkt. Wichtiger zu erkennen ist jedoch, dass die ermittelten Gastemperaturen weit über der notwendigen Temperatur liegen, die zur

Karbonisation des Gewebes ($\sim 150\text{ °C}$ [90] = 423 K) führt. Weiterhin wird deutlich, dass mit zunehmenden Gasfluss das Plasma „gekühlt“ wird.

Eine Frage, die sich im Zusammenhang mit dem in Kapitel 5.1 ermittelten Entladungsprozess der APC-Applikation aufkommt, ist: Liegen die in Tabelle 5.3 ermittelten Gastemperaturen ausschließlich in einer der beiden Spannungsphasen (siehe Kapitel 5.1) vor oder während beider Spannungsphasen eines applizierten Spannungspulses?

Hinter dieser Fragestellung liegt die Vermutung, dass die hier ermittelten Gastemperaturen ausschließlich für eine Spannungsphase vorliegen und während der zweiten Spannungsphase bzw. der Phase zwischen zwei Spannungspulsen so weit sinken, dass keine Karbonisation bzw. Vaporisation des Gewebes auftreten kann.

Um diese Vermutung zu bestätigen, wird der zeitliche Abkühlungsprozess nach der positiven Phase, in der der Plasmakanal nicht mehr aktiv geheizt wird, numerisch simuliert. Hierfür wird die Wärmeleitungsgleichung für Gase aus Kapitel 4 gelöst. Wie bereits in Kapitel 4 erwähnt, wird dabei der Zeitpunkt $t = 0$ so gewählt, dass zu diesem Zeitpunkt das Plasma maximal geheizt ist. Anschließend werden für verschiedene Zeitabstände die Temperaturverläufe für den sich abkühlenden Gaskanal bestimmt. Da ein Spannungspuls eine Dauer von $2 - 3\ \mu\text{s}$ besitzt und die negative Phase etwa $1 - 2\ \mu\text{s}$ Sekunden lang ist, wird der zeitliche Kühlungsprozess für die ersten μs nach der Plasmaheizung (*Beginn negative Spannungsphase*) bestimmt. Weiterhin wird die Kühlung des Plasmakanals nach $50\ \mu\text{s}$ bestimmt, was einer Dauer bis zum Auftreten eines weiteren Spannungspulses und damit einer erneuten Plasmazündung entspricht.

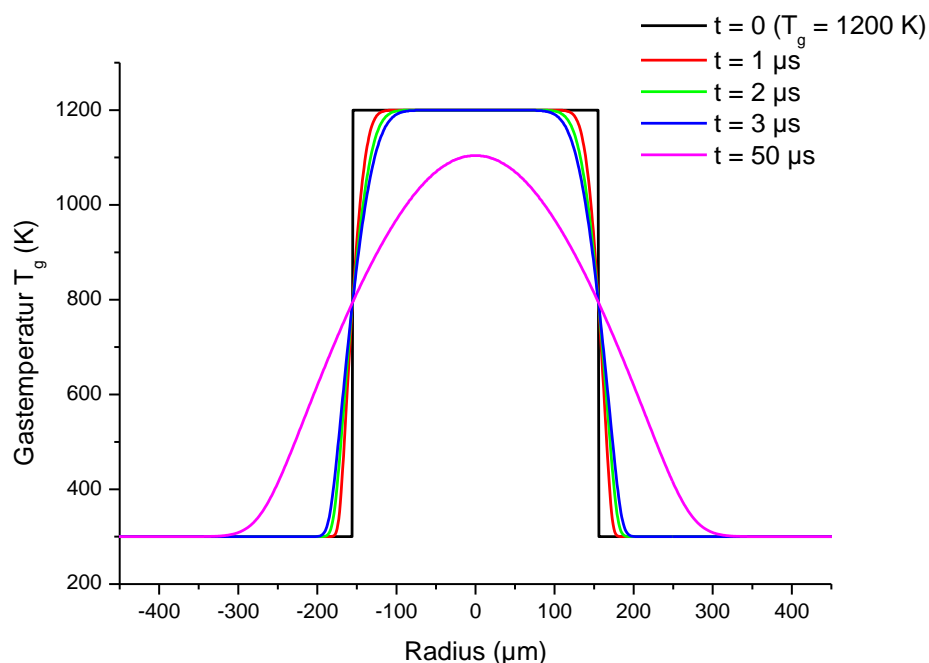


Abb.5.10: Zeitlicher Kühlungsprozess des geheizten Plasmakanals. Forced APC 60 W 2.0 l/min auf Schweineiere im Abstand 2 mm.

Anhand der Abbildung 5.10 ist zu erkennen, dass eine Gastemperatur von 1200 K, ermittelt für die positive Phase des applizierten Spannungspulses, während der negativen Phase

($t = 1 - 3 \mu\text{s}$) nicht sinkt. Auch nach einer Zeit von $50 \mu\text{s}$ hat der geheizte Plasmakanal eine Resttemperatur von etwa 1100 K . Das bedeutet, dass beim Auftreten des folgenden Spannungspulses das ausströmende Arbeitsgas nicht von Raumtemperatur auf die Gastemperatur der Entladung geheizt werden muss, sondern bereits eine gewisse „Start“-Temperatur vorliegt. Durch diese Resttemperatur aus dem geheizten Plasmakanal sinkt gemäß dem idealen Gasgesetz Gl. (4.22) die Gasteilchendichte im Spalt zwischen der aktiven Elektrode und der Gewebeoberfläche, wodurch eine erneute Plasmazündung erleichtert wird. Zu vermuten ist, dass aufgrund einer erleichterten Plasmazündung die Durchbruchspannung mit der Zeit sinkt, dies konnte jedoch anhand der hier betrachteten Spannungspulse im stationären Bereich der APC-Applikation nicht festgestellt werden. An dieser Stelle könnte geschlossen werden, dass die Resttemperatur, die bei der erneuten Plasmazündung vorliegt, keinen signifikanten Einfluss auf den Durchbruchspannung im stationären Bereich hat. Wie sich dies für den ersten und zweiten Spannungszündpuls verhält, ist in weiteren Untersuchungen noch zu klären.

Eine weitere Frage, die sich stellt, ist: Warum zeigt der erzielte Gewebeeffekt (Abb. 5.9) eine leichte bis gar keine Karbonisations- bzw. Vaporisationseffekte ($\sim 300 \text{ }^\circ\text{C}$ [90] = 573 K) an der Gewebeoberfläche bei Gastemperaturen von $> 1000 \text{ K}$?

Um diese Fragestellung zu beantworten, werden weitere charakteristische Plasmakenngrößen ermittelt.

5.2.2.2 Einfluss der Gastemperatur auf den Gewebeeffekt

Durch den Vergleich der ermittelten Gastemperaturen für die unterschiedlichen Forced APC-Anwendungen mit den erzielten Gewebeeffekten, stellt sich die Frage: Warum verursachen die ermittelten Gastemperaturen $> 1000 \text{ K}$ keine vollständige Vaporisation des Gewebes?

Um diese Frage zu beantworten, wird hier der Energieeintrag der Gastemperatur im aktiven Plasmavolumen auf das Gewebe abgeschätzt.

Dabei wird davon ausgegangen, dass plasmabehandeltes Gewebe durch die Temperatur des Gases auf eine Temperatur von $50 \text{ }^\circ\text{C}$ erwärmt und dadurch das Gewebe koaguliert wird [90,141,142]. Die $50 \text{ }^\circ\text{C}$ Gewebetemperatur werden hier als Startwert angesehen, bei dem eine Koagulation von Gewebe stattfinden kann.

Um die Gewebeerwärmung für das vorliegende APC-Plasma zu bestimmen, werden die experimentellen Gewebedaten herangezogen.

Dabei wird hier die Forced APC-Applikation mit maximalem Leistungseintrag von 30 W und einem Gasfluss von 1 l/min für die Berechnungen zu Hilfe genommen.

Mit der Annahme, dass der Gewebeeffekt (siehe Abb. 4.1) eine kalottenförmige (abgeflachter Kugelschnitt) Gestalt hat, dessen Volumen wie folgt bestimmt wird.

$$\text{Gl. (5.1)} \quad V = \frac{(L_{\max})^2 \pi}{3} \cdot \left(3 \frac{\phi D}{2} - L_{\max} \right) \quad [143]$$

Wodurch sich bei einer maximalen Eindringtiefe L_{\max} von 1.58 mm und einem mittleren Koagulationsdurchmesser ϕD von 6.39 mm (siehe Tabelle 5.2) ein behandeltes

Gewebevolumen von $V_{\text{Gewebe}} = 2.74 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^3$ bei einer APC Applikationszeit von drei Sekunden errechnen lässt.

Mit den gewebespezifischen Parametern für Schweineniere (Tabelle 4.2 [123]) ergibt sich, dass für die Koagulation (Temperaturanstieg $\Delta T = 25 \text{ K}$, von Raumtemperatur 25 °C auf 50 °C) des benannten Gewebevolumens nach Gleichung (5.2) eine Energie Q von 2.8 J notwendig ist.

$$\text{Gl. (5.2)} \quad Q = V_{\text{Gewebe}} \cdot \rho_{\text{Gewebe}} \cdot c_{\text{Gewebe}} \cdot \Delta T$$

$$\text{Gl. (5.3)} \quad Q = m_{\text{Ar}} \cdot c_{\text{Ar}} \cdot \Delta T$$

Hierbei ist V_{Gewebe} das koagulierte Gewebevolumen (in cm^3), ρ_{Gewebe} die Massendichte des Gewebes (in $\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$), c_{Gewebe} die Wärmekapazität des Gewebes (in $\text{J} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$), m_{Ar} und c_{Ar} sind die Masse und die Wärmekapazität von Argon im betrachteten Plasmakanal.

Wie beobachtet, liegt bei dem Plasmakanal für die hier betrachtete Forced APC 30 W 1 l/min Applikation eine Gastemperatur von 1300 K vor (siehe Tabelle 5.2). Da an der Gewebeoberfläche eine sichtbare Koagulation zu erkennen ist, ist anzunehmen, dass die Gastemperatur von 1300 K nur so viel Energie an das Gewebe überträgt, dass ausschließlich eine Koagulationszone an der Gewebeoberfläche zu verzeichnen ist (Abb. 5.9 a)). Um eine Koagulation an der Gewebeoberfläche hervorzurufen, muss das auf Raumtemperatur erwärmte Gewebe um 25 °C auf $\sim 320 \text{ K}$ erwärmt werden.

Mit der Annahme, dass der Plasmakanal seine gesamte Energie ohne Verluste an das Gewebe überträgt (*transferiert*) und dadurch zur Koagulation des Gewebes führt, ergibt sich für den geheizten Plasmakanal, dass eine Energie von $1.78 \cdot 10^{-5} \text{ J}$, bei einer absoluten Gastemperatur von $\Delta T = 980 \text{ K}$ ($1300 \text{ K} - 320 \text{ K}$) notwendig ist. Dazu wird eine Masse an Argon im Plasmakanal von $3.49 \cdot 10^{-8} \text{ g}$ und einer molaren Wärmekapazität von Argon von $20.96 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1}$ (Gl. (5.3)) verwendet, um an der Gewebeoberfläche ausschließlich eine Koagulation hervorzurufen.

Unter Einbeziehung des experimentell ermittelten Plasmakanals von $4.71 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$ sowie des kontinuierlichen Argongasfluss von 1 l/min bei einem Querschnitt von $1.77 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2$ der APC-Sonde stellt sich heraus, dass eine kontinuierliche Heizdauer von 33 Sekunden notwendig ist, um das Gewebe zu koagulieren.

Mit Hinblick auf die Dauer eines Spannungspulses t_{Puls} von $2 - 3 \text{ } \mu\text{s}$, die der Dauer eines applizierten Plasmaspannungspulses entspricht, ergibt sich für eine APC-Aktivierungsdauer $t_{\text{Aktivierung}}$ von 3 Sekunden und einer Wiederholungsrate der Spannungspulse τ_{Frequenz} von 20 kHz eine reale Plasma-Applikationsdauer t_{Plasma} von 0.12 Sekunden .

$$\text{Gl. (5.4)} \quad t_{\text{Plasma}} = t_{\text{Puls}} \cdot t_{\text{Aktivierung}} \cdot \tau_{\text{Frequenz}}$$

Vergleicht man den Wert der realen Plasma-Applikationsdauer ($t_{\text{Plasma}} = 0.12 \text{ Sekunden}$) mit dem unterbestimmten Wert für die Dauer der kontinuierlichen Aufheizung des Gewebes durch die Wärmeübertragung vom Plasmakanal auf das Gewebe ($t = 33 \text{ Sekunden}$), so ist ersichtlich, dass hier eine Größenordnung Unterschied besteht.

Dies lässt darauf schließen, dass für die Koagulation des Gewebes die Gastemperatur des Plasmakanals nicht verantwortlich ist. Es muss einen weiteren dominanten Mechanismus

geben, der das Gewebe in so kurzer Zeit aufheizt, um den beobachteten Gewebeeffekt zu erzielen. Ein möglicher Mechanismus hierzu ist die endogene Gewebeerwärmung aufgrund der Aufheizung des Gewebes durch den elektrischen Strom. Um diese Hypothese zu klären, werden weitere Plasmakenngrößen und die Plasmaparameter (Elektronendichte, reduziertes elektrisches Feld, etc.) bestimmt.

5.2.2.3 Bestimmung weiterer Plasmakenngrößen

Wie bereits in Kapitel 5.1 erwähnt, wird durch den bereits charakterisierten Entladungsprozess der APC-Anwendung angenommen, dass die plasmaheizende Phase die positive Spannungsphase des applizierten Spannungspulses ist. Im Gegensatz dazu lässt die negative Spannungsphase mit dem vorliegenden diffusen Plasmakanal eine sanfte Gewebebehandlung mit nahezu identischer Temperatur des zuvor geheizten Plasmakanals vermuten. Hiermit wird angenommen, dass der im Experiment beobachtbare Gewebeeffekt von der Einwirkung der positiven Phase des applizierten Spannungspulses resultiert. Als Folge dieser Annahme werden in diesen Untersuchungen die Plasmakenngrößen, die auf Strom- und Spannungsmessungen sowie Mikrofotografie-Aufnahmen beruhen, für die positive Spannungsphase bestimmt.

Ein weiterer Grund, warum hier ausschließlich die positive Spannungsphase betrachtet wird, ist das Vorliegen von zwei verschieden intensiven und gut abgegrenzten Plasmaentladungen während der positiven und der negativen Spannungsphasen. Da während der positiven Spannungsphase die größte Fotoemissionsintensität zu beobachten ist und demzufolge die meisten plasmachemischen Prozesse stattfinden, die zur Strahlungsemission führen, wird ausschließlich die positive Spannungsphase bei der Plasmacharakterisierung betrachtet.

Tabelle 5.4: Ermittelte Plasmakenngrößen für die Forced APC-Applikation auf Schweineniere in einem Abstand von 2 mm. Die ermittelten Parameter: Plasmadauer, gemittelter Plasmastrom und Plasmadurchmesser beziehen sich auf die positive Phase des applizierten Spannungspulses. Fehler der Fotoemissionsintensität $I_{N_2(C-B,0-0)}$ von 10% (Kapitel 4).

Eingestellte Leistung Forced APC	Gasfluss (l/min)	Plasmadauer t_{int} (ns)	gemittelter Plasmastrom I_{FWHM} (A)	Plasmadurchmesser d_p (μ m)	$I_{N_2(C-B,0-0)}$ (photons \cdot s $^{-1}\cdot$ cm $^{-3}$)
30 W	0.6	440 \pm 30	1.359 \pm 0.069	174 \pm 28	8.68 \cdot 10 20
	0.8	460 \pm 30	1.343 \pm 0.044	231 \pm 30	1.01 \cdot 10 21
	1.0	440 \pm 40	1.321 \pm 0.036	245 \pm 21	6.41 \cdot 10 20
	2.0	410 \pm 10	1.403 \pm 0.047	241 \pm 22	1.19 \cdot 10 21
60 W	0.6	440 \pm 50	1.991 \pm 0.079	268 \pm 32	6.33 \cdot 10 20
	0.8	400 \pm 30	1.954 \pm 0.044	270 \pm 26	6.32 \cdot 10 20
	1.0	420 \pm 20	2.006 \pm 0.133	280 \pm 26	9.36 \cdot 10 20
	2.0	420 \pm 40	2.209 \pm 0.220	310 \pm 16	7.95 \cdot 10 20
90 W	0.6	410 \pm 40	2.383 \pm 0.076	328 \pm 37	5.81 \cdot 10 20
	0.8	480 \pm 40	2.280 \pm 0.028	316 \pm 30	5.57 \cdot 10 20
	1.0	410 \pm 40	2.276 \pm 0.022	350 \pm 21	4.81 \cdot 10 20
	2.0	420 \pm 20	2.414 \pm 0.073	373 \pm 34	4.39 \cdot 10 20

Wie anhand der Tabelle 5.4 zu erkennen ist, wurden verschiedenste Leistungseinstellungen mit unterschiedlichen Gasflüssen untersucht. Die statistische Bewertung der aufgenommenen Daten ergab, dass die Plasmadauer der einzelnen untersuchten Einstellungen sich nicht

signifikant voneinander unterscheiden ($p > 0.05$). Weiterhin zeigt sich, dass die ermittelten Plasmastromwerte mit steigender maximal eingestellter Leistung ansteigen, jedoch bei der Erhöhung des Gasflusses nahezu konstant bleiben ($p > 0.05$). Ähnlich verhält sich der Plasmadurchmesser, dieser steigt mit steigender eingestellter Leistungsabgabe, verjüngt sich jedoch mit Erhöhung des Gasflusses ($p > 0.05$).

Betrachtet man die Intensität der Stickstoffemission, so stellt sich heraus, dass diese mit steigender Leistungsabgabe und ebenso mit variierendem Gasfluss nahezu konstant bleibt.

Aus den hier ermittelten charakteristischen Plasmakenngrößen kommt die Frage auf, wie es sich mit den zugehörigen Plasmaparametern für die unterschiedlichen Einstellungen der Forced APC-Applikation verhält.

5.2.2.4 Bestimmung der berechneten Plasmaparameter für Forced APC

Basierend auf den in Tabelle 5.4 dargestellten Werten werden die gemittelten Plasmaparameter, wie das reduzierte elektrische Feld, die Elektronendichte und die elektrische Feldstärke für die positive Spannungsphase bestimmt (siehe Tabelle 5.5).

Tabelle 5.5: Gemittelte Plasmaparameter für eine kommerzielle Forced APC-Applikation während der positiven Spannungsphase bei der Applikation auf Schweineniere in einem Abstand von 2 mm.

Eingestellte Leistungsabgabe für Forced APC	Gasfluss (l/min)	Reduziertes elektrisches Feld E/N (Td)	Elektronendichte n_e ($\cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$)	Elektrische Feldstärke E ($\text{V} \cdot \text{cm}^{-1}$)
30 W	0.6	6.38 ± 0.81	10.0 ± 2.64	330 ± 42
	0.8	7.12 ± 1.12	5.49 ± 1.41	369 ± 58
	1.0	6.70 ± 1.05	4.88 ± 1.29	374 ± 58
	2.0	7.24 ± 0.69	5.22 ± 1.26	437 ± 42
60 W	0.6	6.77 ± 1.12	6.14 ± 1.60	258 ± 43
	0.8	6.67 ± 1.05	5.92 ± 1.55	302 ± 48
	1.0	7.08 ± 1.13	5.60 ± 1.44	342 ± 55
	2.0	6.81 ± 1.15	5.07 ± 1.35	411 ± 69
90 W	0.6	6.89 ± 1.17	4.88 ± 1.29	263 ± 45
	0.8	6.99 ± 1.15	5.01 ± 1.30	266 ± 44
	1.0	6.83 ± 1.17	4.09 ± 1.06	291 ± 50
	2.0	6.65 ± 1.02	3.85 ± 9.97	402 ± 62

In Hinblick auf die dargestellten Plasmaparameter (Tabelle 5.5) für die unterschiedlichen Forced APC-Einstellung lässt sich festhalten, dass das reduzierte elektrische Feld bei der Variation der eingestellten Leistungsabgabe des elektrochirurgischen Generators und auch des Gasflusses nahezu konstant bleibt. Hingegen ist zu beobachten, dass sich die Elektronendichte geringfügig mit steigendem Gasfluss und steigender Leistungsabgabe verringert ($p > 0.05$).

Durch die Ermittlung der Plasmaparameter in Abhängigkeit von der gewählten Leistungseinstellung sowie unterschiedlichen Gasflüssen lässt sich nicht erklären, warum der Gewebeeffekt bei unterschiedlichen Leistungseinstellungen unterschiedliche Grade der Gewebeschädigung (Koagulation, Desikkation, Karbonisation, Vaporisation (vergleichbar mit Tabelle 2.1)) aufweist. Anhand des elektrischen Plasmastromes für die einzelnen Leistungseinstellungen lässt sich vermuten, dass diese charakteristische Plasmakenngröße

einen entscheidenden Einfluss auf den Gewebeseffekt hat. Dies wurde bereits von Brand et al. [144] 1990 beschrieben. Dabei wurde die Erwärmung des Gewebes durch das Einwirken des elektrischen Plasmastroms erklärt, der zur *endogenen* Erwärmung des Gewebes und damit zum Erreichen der beobachteten Gewebeseffekte führt. Die Auswirkung der Erwärmung des Gewebes durch den elektrischen Plasmastrom wird im Folgenden anhand einer Simulation näher untersucht.

5.2.3 Simulation der Plasma-Gewebebehandlung

5.2.3.1 Grundlagen für die Simulation

Um die Behandlung des Gewebes durch den sich ausbildenden Plasmakanal besser zu verstehen, wird die endogene Erwärmung des Gewebes durch den elektrischen Plasmastrom simuliert. Hierzu wird die kommerziell erhältliche Software COMSOL Multiphysics[®] angewandt.

Als Vereinfachung für die Berechnung in der Simulation wird ein sinusförmiger Wechselstrom angenommen, wodurch die Rechenzeit der Simulation reduziert wird. Die Zulässigkeit dieser Näherung wurde durch einen Testlauf bestätigt. Hintergrund für die Zulässigkeit dieser Vereinfachung ist die Tatsache, dass der Gewebeseffekt, wie später gezeigt wird, ausschließlich von der Größe des durchs Gewebe fließenden elektrischen Stromes ist. Hinzukommt, dass bei einer medizinischen Anwendung am lebenden Organismus ausschließlich ein Wechselstrom und kein Gleichstrom zulässig ist [145]. Aus diesem Grund ist für die hier durchgeführte Simulation der Gewebeerwärmung eines sinusförmigen Wechselstromes ausschließlich die Größe des elektrischen Stromes wichtig.

Weiterhin wird das Schweinenierengewebe durch einen zylindrischen Block mit den Abmaßen $\varnothing 2.5 \text{ cm} \times 1.5 \text{ cm}$ mit den gewebespezifischen Parametern (Tabelle 4.2 [123]), der von Luft umgeben ist, vereinfacht simuliert.

Für die Modellierung des Nierengewebes wurden alle Arten von Gefäßen, die in der Realität das Gewebe durchziehen, sowie die verschiedenen Schichten an Gewebe und andere biologische Unregelmäßigkeiten vernachlässigt. Für die Simulation der Wärmeleitung wurden die im Experiment bestimmten elektrischen Parameter sowie die ermittelten elektrischen Verlustleistungen eingesetzt.

Dazu wurde vorab die Gesamtleistung (P_{Gesamt} in Gl. (5.5)) bestimmt, welche sich auf die Heizung verschiedener Anteile aufteilt:

- der metallische Zünddrahte und das Zündplättchen in der APC-Sonde P_{Sonde} ,
- das biologische Gewebe P_{Gewebe}

und der Aufrechterhaltung des Plasmas dient:

- des elektrischen Stromes im Kathodenfall $P_{Kathodenfall}$ als auch
- der positiven Säule $P_{pos.Säule}$ der Glimmentladung.

Hierbei wird die Heizung des Kathodenfalls und der positiven Säule als Heizung des Plasmagases angesehen.

In Hinblick auf die Tatsache, dass sich die vom elektrochirurgischen Generator abgegebene Energie auf jedes der genannten Elemente proportional zu dessen Widerstand verhält, lässt sich der Gewebewiderstand R_{Gewebe} bestimmen (Gl. (5.6)).

$$\text{Gl. (5.5)} \quad P_{\text{Gesamt}} = P_{\text{Sonde}} + P_{\text{Gewebe}} + P_{\text{Kathodenfall}} + P_{\text{pos.Säule}}$$

$$\text{Gl. (5.6)} \quad R_{\text{Gesamt}} = R_{\text{Sonde}} + R_{\text{Gewebe}} + R_{\text{Kathodenfall}} + R_{\text{pos.Säule}}$$

Zur Bestimmung des Gewebewiderstands wird die Differenz aus dem Gesamtwiderstand mit der Summe der Einzelwiderstände der oben genannten Elemente (Gl. (5.6)) im geschlossenen Stromkreis gebildet. Hierzu wird die Größe der Einzelwiderstände teilweise direkt am Experiment ausgemessen bzw. im Falle des Kathodenfalls und der positiven Säule der Glimmentladung werden die Strommessungen, sowie die bekannten Daten aus der Literatur [45] als auch die bestimmten gemittelten reduzierten elektrischen Felder, die durch OES bestimmt wurden, eingesetzt.

Dabei wurde experimentell eine Gesamtleistung für eine Forced APC 60 W und 1 l/min Ar/N₂-Plasmagasfluss von 45 W mittels der Strom- und Spannungsmessungen am Oszilloskop bestimmt. Weiterhin konnten die genannten Widerstände ermittelt werden (siehe Tabelle 5.6).

Tabelle 5.6: Ermittelte Widerstände der einzelnen Elemente des elektrischen Generatorstromkreises.

Widerstandelement	Ermittelte Größe
R_{Gesamt}	700 Ω
R_{Sonde}	56 Ω
$R_{\text{Kathodenfall}}$	65 Ω
$R_{\text{pos.Säule}}$	34 Ω

Der gezeigte Widerstandswert R_{Sonde} wurde dabei aus einer experimentellen Messung des Drahtwiderstandes, des im APC-Instrument verwendeten Zünddrahtes inkl. dem Zündplättchen, bestimmt. Die in Tabelle 5.6 gezeigten Widerstandswerte für den Kathodenfall resultieren aus Literaturwerten. Hier wird für eine normale Glimmentladung in Argon bei atmosphärischem Druck eine Spannung von 130 V [45] angegeben. Mit dem im Experiment ermittelten elektrischen Strom von ~ 2 A ergibt sich somit ein Widerstandswert für den Kathodenfall von 65 Ω .

Anhand des ermittelten Wertes für das reduzierte elektrische Feld von 7 Td und dem Applikationsabstand von 2 mm zwischen der APC-Elektrode und der Gewebeoberfläche wurde der Widerstand der positiven Säule in der Glimmentladung zu 34 Ω bestimmt.

Für die Simulation wurde weiterhin eine Anfangstemperatur des Gewebes von 20 °C (293 K) festgesetzt, wobei das Gewebe durch den Energieeintrag über einen simulierten zylindrischen Plasmakanal geheizt wurde. Der zylindrische Plasmakanal wurde mit der Dicke d_p , der dem experimentell ermittelter Plasmadurchmesser entspricht, simuliert. Der simulierte Plasmakanal befindet sich während der Simulation stets in einer Stelle an der Gewebeoberfläche und trägt ausschließlich von dieser Stelle aus den elektrischen Strom in den simulierten Gewebeblock ein.

Weiterhin wurde in der Simulation mit idealen Bedingungen gearbeitet. Hierzu zählen, dass wie kein Wärmeverlust an die Umgebung existiert sowie das Gewebe über das Plasma mit einem unendlich kleinen Plasmawiderstand geheizt wird.

Zudem wird die Simulation in zwei Phasen der Wärmeleitung des Gewebes geteilt, in denen die experimentell ermittelte Energie eingetragen wird.

Die erste Phase zeichnet sich dabei durch eine Heizphase mit dem Eintrag des ermittelten Effektivwertes der Spannung aus dem Experiment aus. Gefolgt wird diese erste Phase von einer zweiten, in der die auf den simulierten Gewebeblock applizierte Spannung Null ist, aber die thermische Wärmeleitung durch Diffusionsprozesse ins Gewebe weiterhin erfolgt. Erst nachdem beide Phasen abgeschlossen sind, gilt die Simulation als beendet.

5.2.3.2 Ergebnisse der Simulation

Die Simulation der endogenen Gewebeerhitzung des Nierengewebes durch den Energieübertrag des elektrischen Stromes an das Gewebe wird mit der im Experiment ermittelten Energie durchgeführt. Die Simulation erfolgt in zwei Phasen. Die erste Phase (aktives Heizen) erfolgt durch das drei sekundige Einwirken des elektrischen Stromes (identisch der Forced APC-Applikationszeit von drei Sekunden) unter Einbeziehung der Wärmeleitung im Gewebe und des Kühlungsprozesses durch die den Gewebeblock umgebende Luft. In der sich direkt anschließenden zweiten Phase wird nunmehr der Abkühlungsprozess von dem zuvor erreichten maximalen Temperaturwert auf einen Wert um 50 °C (Koagulationstemperatur [90]) durch Wärmeleitung im Gewebe simuliert. Die gewählten 50 °C entsprechen dabei der Temperatur, die zur Koagulation des Gewebes nach [90] benötigt werden. Da in der Abb. 5.9 die experimentell ermittelten Gewebeeefekte in der Tiefe durch die Koagulationszone (weiß-gelbliche Verfärbung des Gewebe) vom nicht geschädigten Gewebe abgegrenzt werden, wurde die Simulation beendet, sobald das auf 50 °C homogen erwärmte Volumen des Gewebes sein Maximum (in Abb. 5.11 etwa 400 °C) erreicht hat.

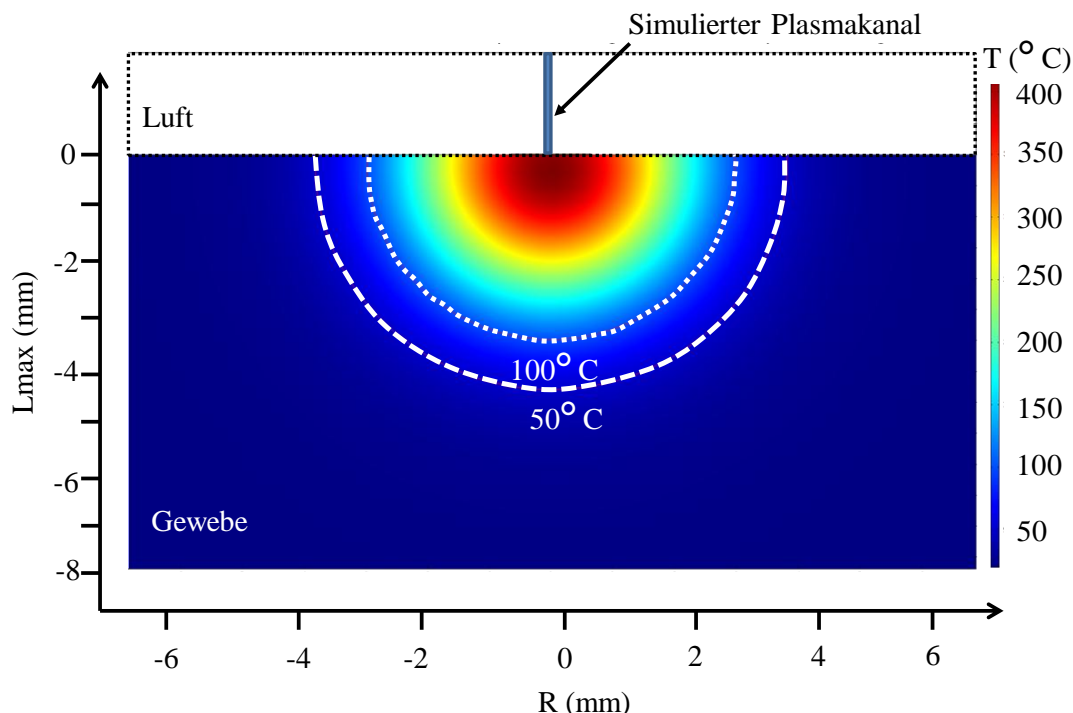


Abb. 5.11: Simulation der räumlichen Temperaturverteilung im Querschnitt vom luftumgebenden Nierengewebe (Schwein) durch einen Energieeintrag von 30 W ins Gewebe und einer Einwirkdauer von 3 Sekunden [146]. Simuliert mit COMSOL Multiphysics®.

Die in Abbildung 5.11 simulierte endogene Erwärmung des Gewebes zeigt eine größere Ausdehnung des koagulierten Gewebeseffektes (Gewebetemperatur 50 °C, Eindringtiefe 3.7 mm) als die im Experiment ermittelten Werte (Eindringtiefe 2.39 mm) bei vergleichbaren Bedingungen. Für diesen Unterschied gibt es zwei mögliche Gründe: Einerseits werden das stochastische Auftreffen des Plasmakanals auf die Gewebeoberfläche, wie es bei einer realen APC-Applikation beobachtet wird, und andererseits der Kühlungsprozess, der aus der Verdampfung der Gewebeflüssigkeit bei Energieeinwirkung resultiert, in der Simulation nicht betrachtet.

Für die Simulation zeigt sich, dass durch den elektrischen Kontakt des simulierten Plasmakanals ausschließlich in einer Position aufgrund der endogenen Erwärmung nahe dieser Stelle eine Temperatur erreicht wird, die größer ist als die erforderliche Temperatur zur Verkohlung (~ 150 °C [90]) des Gewebes. Aufgrund der stochastisch auftreffenden Plasmakanäle für die reale APC-Applikation wird das Gewebe homogener und großflächiger behandelt.

Weiterhin wurde anhand der Simulation gezeigt, dass die beobachtete Gewebeschädigung – *resultierender Gewebeseffekt* – hauptsächlich durch die endogene Erwärmung des Gewebes aufgrund des elektrischen Stromes hervorgerufen wird.

Eine weitere Fragestellung ist, wie viele Plasmakanäle notwendig sind, um die Karbonisation zu erklären, wie sie in Abb. 5.9 beobachtet wird. Zur Klärung dieser Fragestellung wird die Temperatur abgeschätzt, auf die sich das Gewebe während eines applizierten Spannungspulses und des dabei fließenden Plasmastromes erwärmt.

5.2.3.3 Simulation der Gewebeerwärmung während eines Strompulses

Für die Simulation der Erwärmung des Gewebes und der resultierenden punktuellen Karbonisation während eines applizierten Spannungspulses bei Plasmazündung und damit fließendem elektrischen Plasmastrom wird das zu erwärmende Gewebe mittels der Gleichung (5.1) berechnet.

Da die in Abbildung 5.9 sichtbaren karbonisierten Stellen annähernd dem Durchmesser des Plasmakanals entsprechen, wird für den Durchmesser der Gewebeschädigung $\varnothing D$ der Plasmadurchmesser (Tabelle 5.4) und für die maximale Eindringtiefe $L_{\max} = \varnothing D/2$ für eine Forced APC 60 W Applikation eingesetzt.

Nach der Abschätzung der Gewebeheizung mit der Annahme, dass die zugeführte Leistung in der Nähe des Plasmakanals dissipiert wird, beträgt das Gewebevolument, das auf bis 100 °C während eines Strompulses geheizt werden kann, $5.7 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3$. Die Simulation zeigt jedoch, dass die Heizung des Gewebes mit der Geometrie des Experiments (simulierter Gewebeblock: Durchmesser 2.5 cm x 1.5 cm) eine maximale Gewebetemperatur von 37 °C während eines Strompulses erreichen kann. Dies gilt auch für die unmittelbare Umgebung des Plasmakanals.

Aus diesen Daten lässt sich schließen, dass die makroskopisch sichtbare Karbonisation der Gewebeoberfläche, wie sie in den Abbildungen 5.9 a) und b) zu beobachten ist, nicht durch das Auftreffen eines Plasmakanals auf die Gewebeoberfläche resultiert. In der Anwendung ist zu beobachten, dass die Gewebeoberfläche eine löchrige Struktur aufweist. Diese Löcher sind bei zunehmenden Leistungseinstellungen schwarz.

Anhand der visuellen Beobachtungen des Plasmas während der Applikation scheint es als würden Plasmakanäle teilweise über einen längeren Zeitraum in einem Punkt ihre Energie eintragen. Dass dies eine optische Täuschung ist und aufgrund der Trägheit des menschlichen

Auges resultiert, zeigten die Aufnahmen mit der Hochgeschwindigkeitskamera. Die Aufnahmen der Hochgeschwindigkeitskamera zeigten, dass sich die Plasmakanäle größtenteils stochastisch verteilt auf der Gewebeoberfläche ausbreiten (siehe Beschreibung in Kapitel 5.1.3).

Um jedoch Gewebe zu karbonisieren, müssten mehrere Plasmakanäle an ein und derselben Stelle auf der Gewebeoberfläche auftreffen, damit das durch den vorhergehenden Plasmakanal bereits geschädigte (ausgetrocknete) Gewebe stärker auszutrocknen und somit stärker zu schädigen. Da die Plasmakanäle stochastisch verteilt auf der Gewebeoberfläche auftreffen, existiert eine bestimmte Wahrscheinlichkeit, dass in kurzen zeitlichen Abständen nacheinander Plasmakanäle das Gewebe in einer Stelle kontaktieren und somit diese Stelle heizen. Dieses Heizen führt schließlich zur Karbonisation des Gewebes.

Das Auftreten mehrerer Plasmakanäle in einem Punkt auf dem Gewebe wird zusätzlich durch die Applikationsdauer bestätigt. Da bei der in Abbildung 5.9 gezeigten Anwendung über drei Sekunden aufgrund der Wiederholungsrate der Spannungspulse etwa 60000 Plasmakanäle gezündet werden, ist die Wahrscheinlichkeit relativ hoch, dass zwei oder mehrere Plasmakanäle dieselbe Stelle des Gewebes kontaktieren und somit zu den beobachtbaren Karbonisations- bzw. Vaporisationseffekten führen könnten, auch wenn die Zündwahrscheinlichkeit auf einer trockenen (d.h. bereits behandelten) Stelle geringer ist.

5.2.3.4 Simulation des Kühlungsprozesses

Wie unter 5.2.3 erwähnt, wurde in der Simulation der Kühlungsprozess, der zustande kommt, wenn Gewebeflüssigkeit verdampft wird, vernachlässigt. Um auch die Auswirkungen der Kühlung abschätzen zu können, wird in einer weiteren Simulation die den Gewebeblock umgebende Luft durch Wasser mit einer Temperatur von 20 °C ersetzt. Dadurch ergibt sich, mit den in 5.2.2.4 genannten Parametern, die folgende Simulation (Abb. 5.12).

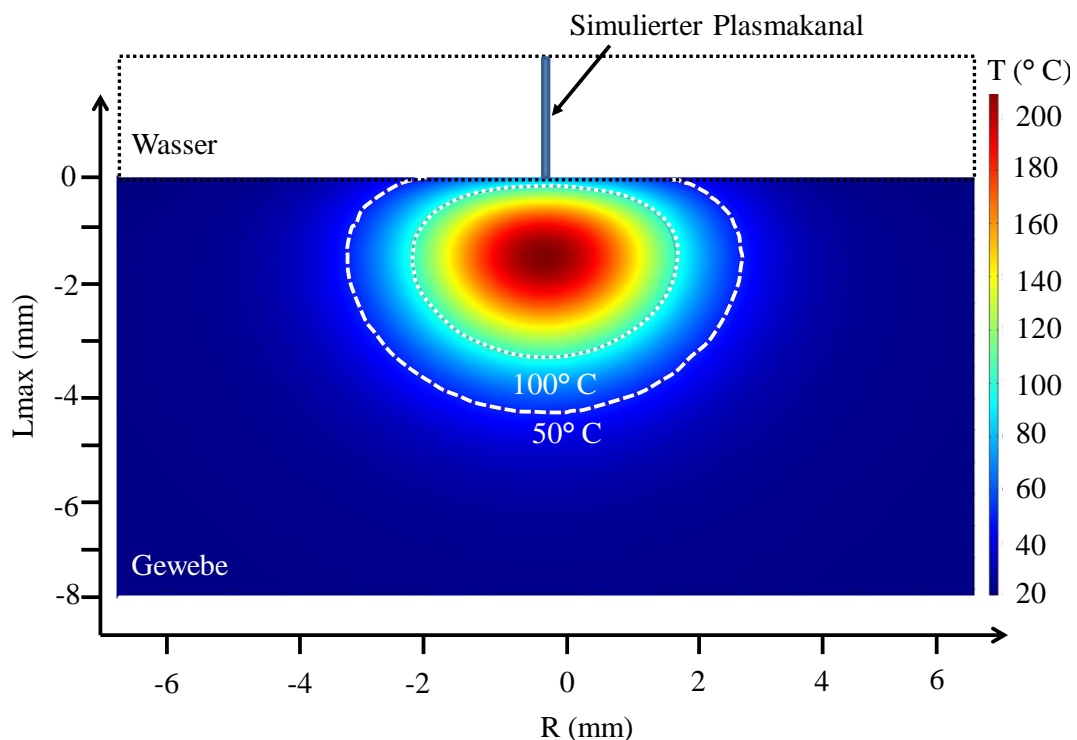


Abb. 5.12: Simulation des Gewebeblocks mit der räumlichen Temperaturverteilung im Querschnitt von wasserumgebendem Nierengewebe (Schwein) durch einen Energieeintrag von 30 W ins Gewebe und eine Einwirkdauer von 3 Sekunden [146]. Simuliert mit COMSOL Multiphysics®.

Mit der Abbildung 5.12 zeigt sich, dass im Gegensatz zum luftumgebenden simulierten Gewebeblock in Abb. 5.11 die Gewebeoberfläche eine maximale Temperatur erreicht, die kleiner als 100 °C ist. Somit ist keine Karbonisation an der Gewebeoberfläche möglich. Weiterhin zeigt sich aber auch, dass sich die maximal erreichbare Temperatur unter der Gewebeoberfläche befindet. Unter Einbeziehung der in einer realen APC-Applikation vorhandenen stochastischen Verteilung der Plasmakanäle auf der Gewebeoberfläche sowie der Verdampfungsprozesse der Gewebeflüssigkeit ist das Auftreten dieses Temperaturmaximums innerhalb des Gewebes als unrealistisch anzusehen. Es wird in der Realität innerhalb des Gewebes keine Temperatur erreicht werden, die ausschließlich eine Karbonisation innerhalb des Gewebes verursacht. Zum Vergleich können hierzu die in Abbildung 5.9 dargestellten Gewebequerschnitte nach einer Plasmabehandlung des Gewebes herangezogen werden. Somit lässt sich schlussfolgern, dass mit Wasser benetztes Gewebe an der Oberfläche als auch in der Tiefe bei einem ins Gewebe eingepägten Strom zur Koagulation und nicht zur Karbonisation führt.

5.2.4 Zusammenfassung

Als Resümee dieses Kapitels lässt sich sagen, dass die Forced APC-Applikation unterschiedlicher Leistungs- und Gasflusseinstellungen in Hinblick auf den durch das Plasma erzielten Gewebeeffekt untersucht wurde.

Hierzu wurden die Dimensionen der erzielten Gewebeeffekte, charakteristische Plasmakenngrößen, wie die Gastemperatur, der elektrische Plasmastrom und die Plasmadauer u.a. bestimmt. Zusätzlich wurden die Plasmaparameter für die einzelnen untersuchten Plasmaapplikationen ermittelt. Die endogene Erhitzung des Gewebes wurde mittels der Wärmeleitungsgleichung im Gewebe und zur Beurteilung des Kühlungsprozesses des Gewebes simuliert.

Dabei stellte sich bezüglich des Gewebeeffekts heraus, dass der Grad der Gewebeschädigung nicht maßgeblich durch die ermittelte Gastemperatur bestimmt wird, die sich im Bereich von 1200 – 1900 K bewegt. Vielmehr wird der Gewebeeffekt durch die endogene Erwärmung des Gewebes aufgrund des durch das Gewebe fließenden Stroms verursacht. Dabei ist festzuhalten, dass eine reale APC-Applikation von stochastisch verteilten Plasmakanälen gekennzeichnet ist und die starke Karbonisation des Gewebes verhindert. Trotzdem lässt sich gerade bei den untersuchten Leistungseinstellungen von ≥ 60 W eine Karbonisation des Gewebes nicht verhindern. Diese Karbonisation ist das Resultat der mehrmaligen Einwirkung von Plasmakanälen in ein und demselben Punkt auf der Gewebeoberfläche.

Weiterhin konnte die bereits publizierte Unabhängigkeit [31] des Gewebeeffektes von den hier untersuchten Gasflüssen und die Abhängigkeit des Grades der Gewebeschädigung von der eingestellten Leistung [12,139,140] bestätigt werden.

5.3 Untersuchung der polaritätsabhängigen APC-Spannungsapplikation

Durch die Auswertung der Plasmacharakterisierung des Forced APC-Plasmas zeigte sich, dass der elektrische Strom durch das Gewebe eine entscheidende Rolle für den erzielbaren Grad der Gewebeschädigung spielt. Dabei konnte noch nicht geklärt werden, ob der Gewebeeffekt hauptsächlich durch die positive Phase des applizierten Spannungspulses für die Gewebeschädigung verantwortlich ist. Mit der in Kapitel 5.1 beschriebenen Plasmacharakterisierung der „Standard“ Forced APC-Applikation, stellte sich heraus, dass die positive Spannungsphase vor allem für die effektive Heizung des Gewebes und die damit verbundene Karbonisation bzw. Vaporisation der Gewebeoberfläche verantwortlich ist. Wohingegen sich herausstellte, dass die negative Spannungsphase der applizierten Spannungspulse eine sanfte homogene Schädigung ohne jegliche makroskopisch sichtbare Karbonisation verursacht (siehe Kapitel 5.1). Es kommt nun der Wunsch auf, diese beiden Effekte (Karbonisation und Vaporisation) der Gewebebehandlung getrennt voneinander in einer „neuen“ Plasmaapplikation zu nutzen. Vorstellbar ist hier die Kreation zweier medizinischer „gewünschter“ Plasmen. Eines, welches das Gewebe vollständig verdampfen kann (= Vaporisationsplasma) und damit das größte Potential zur Reduktion großer Tumoren besitzt, und eines, das eine oberflächliche, homogene Gewebeschädigung realisiert (= Koagulationsplasma), wie sie zur Blutstillung und großflächigen Devitalisierung von Gewebe gewünscht ist.

Um dieser Fragestellung nachzukommen, wird in diesem Versuch die Applikation von den beiden unterschiedlich polaren Spannungsphasen und deren Auswirkung auf den Gewebeeffekt betrachtet.

Aufgrund der im elektrochirurgischen Generator eingebauten Steuerung ist es nicht möglich, eine einzelne Applikation einer Spannungsphase ohne die Zerstörung des Generators durchzuführen. Aus diesem Grund wird auf ein Hilfsmittel zurückgegriffen, dass die Applikation zweier aufeinanderfolgender Spannungsphasen gleicher Polarität ermöglicht. Dieses Hilfsmittel ist der in Kapitel 3 beschriebene Zweiweggleichrichter, der in den folgenden Versuchen zum Einsatz kommt.

Dabei werden die Bestimmung der Gewebeeffekte und die Plasmacharakterisierung bei den Applikationen für ausschließlich positive (anodische APC-Applikation) und ausschließlich negative Spannungsphasen (kathodische APC-Applikation) durchgeführt (Abb. 5.13). Unter anodischer APC-Applikation wird dabei verstanden, dass die APC-Elektrode während der gesamten Applikationszeit die Anode (positiver Pol) der Entladung darstellt. Für die kathodische APC-Applikation hingegen, ist die APC-Elektrode während der gesamten APC-Applikation die Kathode für die Entladung.

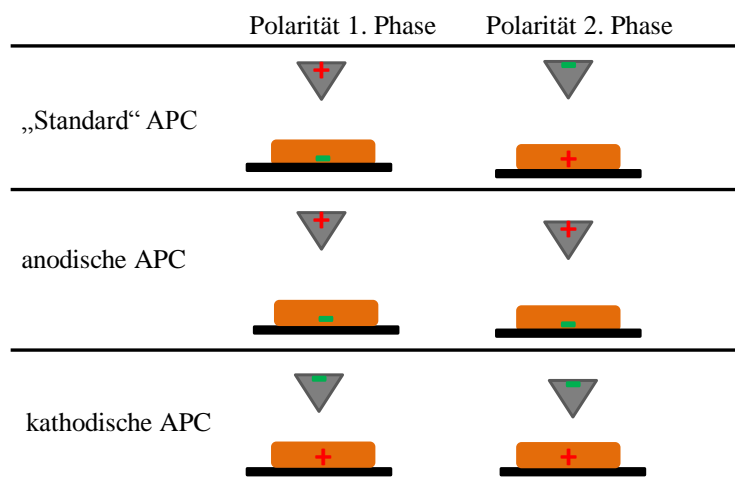


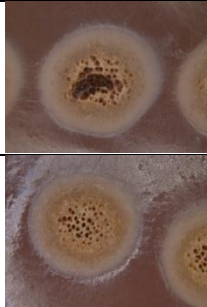
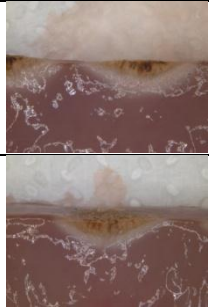
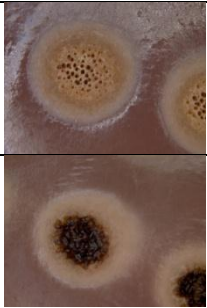
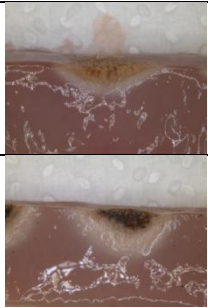


Abb.5.13: Spannungsformen der verschiedenen APC-Applikationen.

Bei diesen Versuchen wird am elektrochirurgischen Generator der Mode Forced APC mit maximaler Leistungsabgabe von 60 W bei einem kontinuierlichen Gasfluss von 1 l/min (95% Argon + 5% Stickstoff).

5.3.1 Untersuchung der Gewebefeffekte bei anodischer und kathodischer APC-Applikation

Durch die Applikation für ausschließlich positive bzw. negative Spannungsphasen konnten Gewebefeffekte bei der Plasmaapplikation erzielt werden, die sich deutlich von denen der kommerziellen „Standard“ APC-Applikation unterscheiden. Die erzielten Gewebefeffekte sind in Tabelle 5.7 mit den zugehörigen Abmaßen im Durchmesser und in der Tiefe dargestellt.

Tabelle 5.7: Resultierende Gewebefeffekte nach einer 3 sekündigen FORCED APC 60 W Applikation, 1 l/min Argon-Stickstoff-Gasgemisch (95%/5%) auf Schweineniere in einem Abstand von 2 mm der APC-Elektrode von der Gewebeoberfläche mit und ohne gleichgerichtete applizierte HF-Spannung.

	Mittlerer Koagulationsdurchmesser Ø D (mm)		Maximale Eindringtiefe Lmax (mm)	
Standard APC nicht gleichgerichtete HF-Spannung (Abb. 2.8)	7.72 ± 0.18		2.26 ± 0.08	
Anodische APC nur positive Spannungsphasen (Abb. 3.5)	7.53 ± 0.19		1.82 ± 0.16	
Kathodische APC nur negative Spannungsphasen (Abb. 3.6)	6.94 ± 0.30		3.21 ± 0.26	

Anhand der Tabelle 5.7 ist ersichtlich, dass für die anodische APC-Applikation das Gewebe weniger schwarze (verkohlte) Gewebestellen aufweist, wodurch der erzielte Gewebefeffekt

homogener ist im Vergleich zur Standard APC. Im Gegensatz dazu zeigt die kathodische APC Applikation eine deutliche Verkohlung der Gewebeoberfläche, die zudem eine deutliche Vaporisation des Gewebes im Zentrum der Läsion (*Gewebeschädigung*) zeigt. Umgeben ist diese vaporisierte Zone von einem breiten Koagulationssaum, der sich nahezu ohne das Vorhandensein einer Desikkations- und Nekrosezone an die Vaporisations- und Karbonisationszone (vergleichbar mit Tabelle 2.1) anschließt.

Werden zu dem makroskopisch sichtbaren Gewebeeffekt die ermittelten Gewebeparameter hinzugezogen, ist zu erkennen, dass sich die Gewebeeffekte in ihrer maximalen Eindringtiefe der gleichgerichteten APC-Applikationen signifikant ($p < 0.005$) zur Standard APC-Applikation unterscheiden. Im ermittelten mittleren Durchmesser unterscheidet sich die anodische APC im Vergleich zur Standard APC nicht signifikant ($p > 0.005$), wohingegen sich die kathodische APC-Applikation signifikant ($p < 0.005$) zur Standard APC-Applikation und zur anodischen APC-Applikation hinsichtlich des mittleren Koagulationsdurchmessers unterscheidet.

Anhand der in Tabelle 5.7 gezeigten mikroskopischen Aufnahmen der erzielten Gewebeeffekte lässt sich vermuten, dass bei den drei dargestellten Plasmaanwendungen jeweils unterschiedliche Energien ins Gewebe eingepägt wurden. Somit ist zu schließen, dass im Falle der kathodischen APC die größte Energiemenge eingetragen wurde, um die gezeigten Vaporisationseffekte zu erzielen. Hingegen ist bei der anodischen APC-Applikation anzunehmen, dass aufgrund der geringen Gewebebeschädigung weniger Energie ins Gewebe eingetragen bzw. diese über einen größeren Bereich verteilt wurde.

Um diese Hypothesen zu klären, werden im Folgenden die elektrischen Parameter anhand von Strom-Spannungsmessungen bestimmt.

5.3.2 Ermittlung der elektrischen Parameter bei anodischer und kathodischer APC-Applikation

Die ermittelten elektrischen Parameter für die zugehörigen APC-Applikationen auf Schweineniere sind in Tabelle 5.8 dargestellt und wurden wie in Kapitel 4 beschrieben bestimmt. Die Felder ohne Inhalt sind dabei für die weitere Charakterisierung nicht von Bedeutung und werden infolge dessen vernachlässigt. Die Vernachlässigung dieser Werte wird später in diesem Kapitel erklärt.

Die Bezeichnung 1. und 2. Phase wird hierbei auf das Vorliegen von zwei Phasen eines applizierten Spannungspulses bezogen. Dabei ist die 1. Phase stets die Linke der beiden abgebildeten Phasen und die 2. Phase demzufolge die Rechte der zwei abgebildeten Phasen (siehe Abb. 5.13 und Abb. 5.14)

Tabelle 5.8: Ermittelte Plasmakenngrößen für eine Forced APC-Applikation mit und ohne Gleichrichtung der applizierten HF-Spannung, 60 W maximale Leistungsabgabe, 1 l/min Argon-Stickstoffgasgemisch (95%/5%) auf Schweineniere im Abstand von 2 mm der APC-Sonde zur Gewebeoberfläche. T_g – Gastemperatur, I_{FWHM} – elektrischer Plasmastrom (Stromwert bei halben Amplitudenwert), d_p – Plasmadurchmesser.

	T_g (K)	I_{FWHM} (A)		d_p (μm)		t_{int} (ns)	
		1. Phase	2. Phase	1. Phase	2. Phase	1. Phase	2. Phase
Standard APC (nicht gleichgerichtete Spannung) (Abb. 2.8)	1500 ± 100	2.01 ± 0.13	-1.52 ± 0.18	280 ± 26	-	420 ± 20	-
Anodische APC (Abb. 3.5)	1200 ± 100	1.56 ± 0.14	0.68 ± 0.14	309 ± 39	-	430 ± 45	-
Kathodische APC (Abb. 3.6)	1300 ± 100	-2.06 ± 0.16	-1.03 ± 0.21	352 ± 32	338 ± 28	570 ± 85	500 ± 40

Anhand der Tabelle 5.8 lässt sich feststellen, dass die Gastemperatur aller drei APC-Applikationen vergleichbar ist, ebenso wie die ermittelten Daten für den Plasmadurchmesser und die Plasmadauer innerhalb der ersten applizierten Spannungsphase. Auf diese Werte wird später noch genauer eingegangen. Bei den ermittelten elektrischen Plasmastromen lässt sich festhalten, dass sich die Werte der Standard APC mit der kathodischen APC nicht signifikant unterscheiden, wohingegen sich die anodische APC signifikant von der Standard und der kathodischen APC in ihrem Plasmastromwert unterscheidet.

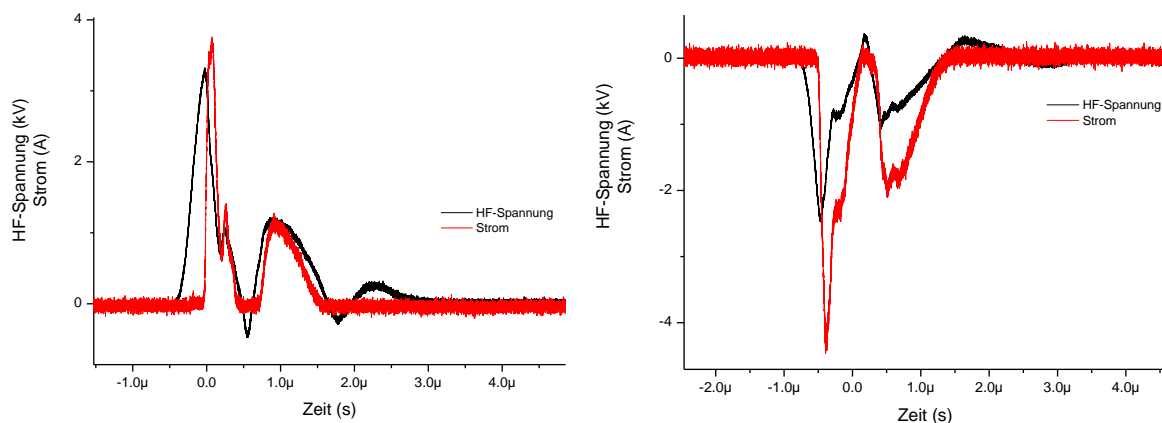


Abb.5.14: Strom-Spannungskennlinie für die APC-Applikation mit ausschließlich positiven Spannungsphasen (links, anodische APC) und mit ausschließlich negativen Spannungsphasen (rechts, kathodische APC).

Die in Abbildung 5.14 dargestellten Grafiken zeigen, dass für die anodische APC-Applikation mit ausschließlich positiven Spannungsphasen der maximale elektrische Plasmastrom in der ersten positiven Spannungsphase etwa 3.8 A bei einer applizierten Spannung von 3.2 kV

beträgt. Unterdessen ist bei der zweiten positiven Spannungsphase sowohl der elektrische Strom als auch die applizierte Spannung geringer (siehe Abb. 5.14).

In der Abbildung 5.14 zeigt sich in der rechten Grafik, dass der Absolutwert des elektrischen Strom für die erste als auch die zweite negative Spannungsphase vom Betrag her höher sind als bei den vergleichbaren Phasen der anodischen APC-Applikation, wobei der Absolutwert der applizierten Spannung geringer ist als bei der anodischen APC-Applikation für beide Phasen ist.

Da anhand dieser Ergebnisse ein Rückschluss auf den Grad der beobachteten Gewebeschädigung zwischen den einzelnen APC-Applikation noch nicht getroffen werden kann, muss die Entladung weiter untersucht werden. In dem folgenden Schritt wird deshalb der Entladungsprozess für die beiden polaritätsabhängigen APC-Applikationen untersucht.

5.3.3 Untersuchung des Entladungsprozesses bei anodischer und kathodischer APC-Applikation

Für die Untersuchung des Entladungsprozesses werden vergleichbar zur Standard APC-Applikation Aufnahmen mit der Hochgeschwindigkeitskamera getätigt, um nähere Informationen über die vorliegenden Entladungen zu gewinnen. Dabei wurden für diese speziellen APC-Applikationen zusätzlich Strom-Spannungsmessungen in Kombination mit der optischen Emissionsspektroskopie durchgeführt, um den/die Typ(en) des Entladungsprozesses zu klären.

5.3.3.1 Mikrofotografie der anodischen APC-Applikation

Mittels der Mikrofotografie-Aufnahmen (Abb. 5.15) lässt sich identifizieren, dass sich während der beiden positiven aufeinanderfolgenden HF-Spannungspulsphasen zwei unterschiedlich leuchtintensive Plasmen ausbilden. Während der ersten positiven HF-Spannungspulsphase ist ein hell leuchtender Plasmakanal zu erkennen, der den Spalt zwischen der APC-Elektrode und der Gewebeoberfläche überbrückt. Dieser Plasmakanal startet nahezu konstant in einem Punkt an der spitzen APC-Elektrode und bildet einen gut abgegrenzten Kanal aus, der sich nahe der Oberfläche in mehrere Plasmakanäle aufteilt.

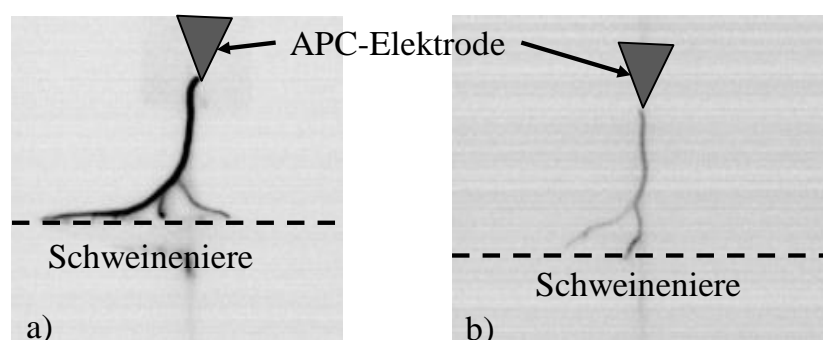


Abb.5.15: Invertierte Mikrofotografie-Aufnahmen für die erste positive (a)) und die zweite positive (b)) applizierte Spannungsphase bei der anodischen APC-Applikation auf Schweineniere in einem Abstand von 2 mm der APC-Elektrode zum Gewebe.

Hingegen ist in der zweiten positiven Spannungsphase ein diffuser, geringer, leuchtender Plasmakanal zu beobachten, dessen Intensität etwa ein Zehntel des Plasmakanals während der ersten positiven Spannungsphase beträgt.

5.3.3.2 Entladungsprozess der anodischen APC-Applikation

Vergleicht man die gleichgerichtete APC-Applikation mit der Standard APC-Applikation ohne gleichgerichtete Spannung (siehe Kapitel 5.1) so ist auffällig, dass die beobachteten Mikrofotografie-Aufnahmen beider Applikationsarten sich stark ähneln [135].

Aus den Mikrofotografie-Aufnahmen der ersten positiven Spannungsphase wird geschlossen, dass mittels des Kanalaufbaus (*Streamermechanismus*), identisch zur APC-Applikation ohne gleichgerichtete Spannung (siehe Kapitel 5.1), ein Plasmakanal aufgebaut wird, der den Spalt zwischen APC-Elektrode und Gewebeoberfläche überbrückt. Es handelt sich hierbei um einen zur Kathode gerichteten Streamer. Dieser Streamerkanal überbrückt den Spalt zwischen APC-Elektrode und Gewebeoberfläche innerhalb von ca. 2 ns [136] und verursacht bei der Berührung der Gewebeoberfläche eine rückläufige Ionisationswelle, die sich ihrerseits mit einer Geschwindigkeit von $10^8 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$ [48] in Richtung der Anode (APC-Elektrode) ausbreitet und in einen Funken übergeht. Dabei verbreitert sich der zuvor aufgebaute Streamerkanal innerhalb von wenigen Nanosekunden. Im Vergleich zur APC ohne gleichgerichtete HF-Spannung kommt es ebenfalls zu einer hohen Rate an Anregungs- und Ionisationsprozessen. Die steigende Anzahl an Anregungs- und Ionisationsprozessen wird durch den sehr intensiv-leuchtenden Plasmakanal sichtbar.

Diese Funkenentladung, wie nachfolgend erläutert, geht über in eine Glimmentladung mit einem negativen Glimmlicht auf der Gewebeoberfläche, ebenso vergleichbar zur beschriebenen APC-Applikation in Kapitel 5.1.

Mit Beginn der zweiten positiven HF-Spannungsphase eines applizierten Spannungspulses ist zu erkennen, dass sich kein intensiv-leuchtender Plasmakanal (siehe Abb. 5.15 b)) aufbaut, sondern vergleichbar zur APC ohne gleichgerichtete Spannung, eine Glimmentladung, wie sie in Abb. 5.5 gezeigt ist, sichtbar wird. Wobei auch hier ein negatives Glimmlicht auf der Gewebeoberfläche (Kathode, dunkle Verfärbung des Plasmakanals, siehe Abb. 2.3) zu beobachten ist. Der Grund für die Sichtbarkeit eines schwach leuchtenden Plasmakanals resultiert aus dem zuvor geheizten Plasmakanal. Dieser Plasmakanal wurde während der ersten positiven Spannungsphase auf 1200 K geheizt. Nach Beendigung der ersten positiven Spannungsphase bleibt die Gastemperatur bis zu Beginn der nächsten positiven Spannungsphase nahezu konstant, wodurch der zuvor geheizte Plasmakanal nun eine hohe Gastemperatur aufweist, die eine niedrige Schwerteilchendichte im Kanal zur Folge hat. Das unterstützt die Plasmabedingung (infolge des steigenden reduzierten elektrischen Feldes) trotz der Reduktion der Spannung zwischen den Elektroden beim Übergang der ersten zur zweiten Phase (Abb. 5.14). Infolge der Existenz des leitfähigen Plasmakanals und der relativ niedrigen Spannung in der zweiten Phase startet die APC-Entladung ohne einen Funken auszubilden und ist somit die Fortsetzung der Glimmentladung der ersten Phase.

Das beobachtete Aufsplitten des Plasmakanals in mehrere kleinere Plasmakanäle kann ebenso wie bei der nicht gleichgerichteten APC-Applikation auf eine Instabilität der Ionisationsfront des Streamerkanaals [48] oder mit der Propagation eines gegenläufigen Streamers, der von einem erhöhten Punkt auf der Gewebeoberfläche ausgelöst wurde, erklärt werden.

5.3.3.3 Mikrofotografie der kathodischen APC-Applikation

Auch für die kathodische APC-Applikation auf Schweineniere wurden Mikrofotografie-Aufnahmen für die beiden negativen applizierten Spannungsphasen durchgeführt. Die aufgenommenen Bilder sind in Abbildung 5.16 gezeigt.

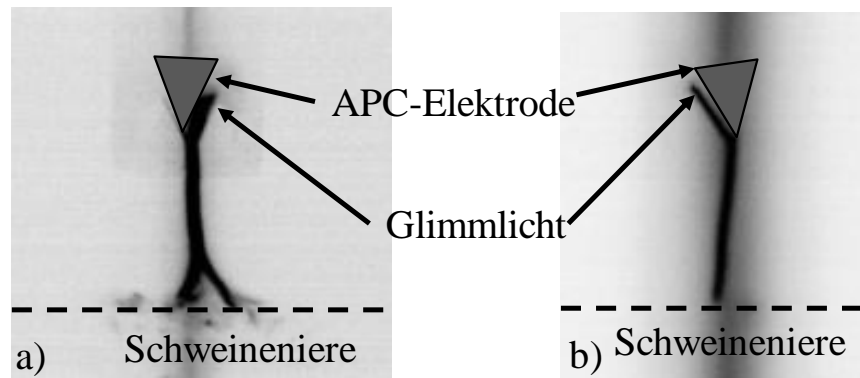


Abb.5.16: Invertierte Mikrofotografie-Aufnahmen für die erste negative (a) und die zweite negative (b) applizierte Spannungsphase bei der kathodischen APC-Applikation auf Schweineniere in einem Abstand von 2 mm der APC-Elektrode zum Gewebe.

Hierbei ist festzustellen, dass sich bei der Änderung der Polarität der APC-Elektrode nicht nur ein anderer Gewebeeffekt, sondern auch eine Differenz zu den Entladungen in den zweiten applizierten Spannungsphasen der Standard APC und der anodischen APC gibt.

Bei der Betrachtung der ersten negativen Spannungsphase in Abbildung 5.16 fällt auf, dass ein sehr intensiv leuchtender Plasmakanal ausgebildet wird. Hier ist zu erkennen, dass ein Spannungswert von 2.3 kV benötigt wird, der zu einem elektrischen Plasmastrom von 4.3 A (siehe Abb. 5.14) führt. Weiterhin ist in dieser Phase ein negatives Glimmlicht auf der APC-Elektrode zu erkennen.

Der Plasmakanal seinerseits ist stets von der Elektrodenspitze zur Gewebeoberfläche hin zu beobachten. Dabei zerfällt er nahe der Gewebeoberfläche in mehrere kleine Plasmakanäle.

In der zweiten negativen HF-Spannungsphase (Abb.5.16) lässt sich nahezu der identische Plasmakanal zur ersten negativen HF-Spannungsphase beobachten. Wiederum ist dieser sehr intensiv leuchtend und homogen in seiner Intensität in axialer Richtung verteilt. Auch während dieser zweiten negativen HF-Spannungsphase lässt sich nahe der APC-Elektrode ein negatives Glimmlicht beobachten.

5.3.3.4 Entladungsprozess der kathodischen APC-Applikation

Aus den Beobachtungen für die kathodische Applikation wird geschlossen, dass sich das Plasma über einen anoden-gerichteten Streamer ausbildet, der den Spalt zwischen der APC-Elektrode und der Gewebeoberfläche überbrückt. Nach der Überbrückung des Spaltes resultiert ein kathoden-gerichteter Streamer, der zur APC-Elektrode zurück läuft, um dann beim Erreichen der APC-Elektrodenspitze eine Ionisationswelle auszulösen und somit eine Funkenentladung generiert [45], die den zuvor aufgebauten Plasmakanal verbreitert. Diese Funkenentladung geht dann in eine Glimmentladung mit einem sichtbaren negativen Glimmlicht an der APC-Elektrode über.

Aufgrund des hohen elektrischen Feldes und der geringen Elektrodenoberfläche wird die kathodische APC-Elektrode verstärkt mit Ionen bombardiert, wobei Elektronen aus der Elektrode emittiert werden. Diese emittierten Elektronen werden im anliegenden elektrischen Feld stark in Richtung Plasmakanal beschleunigt, wobei wiederum viele neue angeregte und ionisierte Teilchen produziert werden. Diese weiteren produzierten Teilchen bewirken ihrerseits, dass vermehrt Teilchenstöße stattfinden, wodurch die Fotoemission ansteigt. Dies führt zu einem hell leuchtender Plasmakanal (Abb. 5.16).

Durch das zusätzliche Vorhandensein eines anoden-gerichteten Streamers (Geschwindigkeit $7 - 9 \cdot 10^7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ [136]) bei der kathodischen APC-Applikation aufgrund der Richtung des elektrischen Feldes bei der Zündung des Plasmas kommt es zu einer höheren Zündspannung, wodurch sich der Plasmakanal bei der kathodischen APC-Applikation etwa 70 ns später ausbildet, als bei der anodischen APC und der nicht gleichgerichteten APC. Diese Verzögerung wurde aus den experimentell aufgenommenen Strom-Spannungsdaten ermittelt.

Sobald sich der Plasmakanal ausgebildet hat, transferiert er einen hohen elektrischen Strom ins Gewebe. Der Spitzenwert dieses Stromes ist im Vergleich zur anoden-gerichteten APC um etwa 0.5 - 1 A größer. Dieser hohe Strom heizt das Plasma, das sich nach Beendigung der ersten negativen Phase nicht schnell genug auskühlen kann und so aufgrund seiner hohen Gastemperatur (1300 K) zur erleichterten Plasmakanalausbildung während der zweiten negativen Phase beiträgt. Aufgrund der vorliegenden Spannung und des Beschusses der Ionen auf die Kathode (APC-Elektrode) können Elektronen während der zweiten negativen Phase emittiert werden, die im Plasmakanal zu einer hohen Anzahl an Stoßprozessen führen. Damit ist es möglich, dass bei der applizierten Spannung von 1 kV ein elektrischer Strom von 2 A_p fließen kann.

Bei der Betrachtung der beiden intensiv leuchtenden Plasmakanäle der ersten und der zweiten Spannungsphase aus Abb. 5.16 lässt sich feststellen, dass diese miteinander vergleichbar sind.

Für die Applikation auf Gewebe bedeutet dies, dass im Vergleich zur anoden-gerichteten und zur Standard APC-Applikation, das Gewebe doppelt so lang plasma-behandelt wird. Diese verdoppelte Behandlungsdauer und die hohe Stromdichte, die auf das Gewebe einwirkt, spiegeln sich in einem stark verkohlten Gewebeeffekt wieder.

5.3.4 Zusammenfassung

Anhand der aufgenommenen Daten wird ersichtlich, dass die Plasmakenngrößen, wie die Gastemperatur, der elektrische Plasmastrom und der Plasmadurchmesser vergleichbar mit den ermittelten Daten für die Standard APC-Applikation sind. Aus diesem Grund können sie nicht die Ursache für den Grad der Gewebeschädigung bei den hier betrachteten APC-Applikationen sein.

Vielmehr spielt die Einwirkdauer (Plasmadauer) des Plasmakanals auf das Gewebe eine entscheidende Rolle. Dies wurde mittels der kathodischen, anodischen und Standard APC-Applikation deutlich anhand der Gewebeaufnahmen (Tabelle 5.7) gezeigt.

Bei den nahezu vergleichbaren APC-Applikationen Standard APC und anodische APC ist letztlich der elektrische Plasmastrom für die geringere Karbonisation der Geweboberfläche bei der anodischen APC-Applikation verantwortlich. Mit dieser Erkenntnis lässt sich festhalten, dass in diesem Kapitel eine weitere Kenngröße gefunden wurde, die für den Grad der Gewebeschädigung von Bedeutung ist. Diese Kenngröße ist die Plasmadauer, die die Behandlungsdauer des Gewebes durch den Plasmakanal beschreibt.

Mit diesem Ergebnis lässt sich festhalten, dass es prinzipiell möglich ist, den Gewebeeffekt durch die unterschiedliche Polarität der Spannungsphase einer Plasmaapplikation zu beeinflussen. Es muss jedoch darauf hingewiesen werden, dass aufgrund des auftretenden höheren Gleichspannungsanteils bei dieser Anwendung, im Vergleich zur Standard APC-Anwendung, eine Anwendung im klinischen Alltag nicht möglich ist. Trotzdem ist es nicht unmöglich, die anfangs benannten „gewünschten“ Plasmen zu erzeugen. Für ein Koagulationsplasma, welches vorrangig eine oberflächliche, homogene Gewebekoagulation erzielt, sollten kurze Spannungspulse (wenige ns) die durch längere Pausen (mehrere μs)

voneinander getrennt sind, verwendet werden. Wohingegen für ein Vaporisationsplasma eine lange Spannungspulsdauer (mehrere μs bis wenige ms) mit kurzen Pausen (wenige μs) vorstellbar ist.

5.4 Untersuchung einer Forced APC-Applikation mit Wassernebelunterstützung

Aus den Untersuchungen der Charakterisierung der Forced APC-Applikation auf Schweineniere und den Untersuchungen zur polaritätsabhängigen APC-Applikation stellte sich heraus, dass sich nicht ohne weiteres die leichte bis starke Karbonisation der Gewebeoberfläche vermeiden lässt. Die Vermeidung von Karbonisation spielt für chirurgische Anwendungen eine große Rolle. Das Auftreten von Karbonisation und dem damit verbundenen Vorhandensein organischen Kohlenstoffs (in Form von Kohle) an der Gewebeoberfläche kann sich negativ auf die Wundheilung auswirken. Denn Kohle stellt für den menschlichen Organismus (insbesondere für offene Wunden) einen Fremdkörper dar, der demzufolge abgebaut werden muss. Dieser Abbauprozess kann zu Entzündungen führen, welche den Wundheilungsprozess stören, die ihrerseits zur Bildung von Adhäsionen (Verwachsungen oder Verklebungen von Organen) z.B. bei Bauchoperationen [147] führen. Zusätzlich trägt das Auftreten von Karbonisation zur Bildung von chirurgischen Rauchgasen bei. Unter chirurgischen Rauchgasen versteht man gasförmige, dampfförmige, flüssige und feste Substanzen, die während der elektrochirurgischen Anwendung entstehen [148] (siehe Tabelle 5.9). Diese chirurgischen Rauchgase können sowohl für das Operationspersonal als auch für den Patienten eine Gefährdung darstellen, wenn diese Gase eingeatmet werden bzw. in den vaskulären Stoffwechselkreislauf des Patienten gelangen [149]. Die Gase, von denen hier die Rede ist, sind zumeist Gase, die bei elektrochirurgischen Eingriffen durch die Energiezufuhr ins Gewebe entstehen und das Potential besitzen, mutagen, toxisch, karzinogen und infektiös zu sein [150].

Tabelle 5.9: Auflistung von wesentlichen chemischen Substanzen aus dem chirurgischen Rauchgas [148].

Substanz					
Acetonitril	Alkylbenzole	Buten	Formaldehyd	Phenol	Pyrrol
Acetylen	Benzol	Cyanwasserstoff	Kohlenmonoxid	Polyzyklische aromatische Kohlenwasserstoffe	Styrol
Acrolein	Butadien	Ethan	Kresol	Propen	Toluol
Acrylonitril	Butan	Ethylen	Methan	Pyridin	Xylol

Wie bereits erwähnt, tritt auch bei der APC-Applikation Karbonisation an der Gewebeoberfläche auf, wodurch die Gewebeoberfläche inhomogen erscheint und schlechtere Wundheilung erzielt wird.

Durch die in Kapitel 5.2.3 gezeigten Simulationen konnte gezeigt werden, dass die Kühlung der Gewebeoberfläche mit Wasser an der Oberfläche die Karbonisation des Gewebes verhindert.

Von der Firma ERBE Elektromedizin GmbH wurde die Bildung eines Argonplasmas für den medizinischen Einsatz untersucht, wobei dem Arbeitsgas ein Oxidationsmittel beigemischt wird. Das effektivste Oxidationsmittel für eine vollständige Verbrennung von kohlenstoffhaltigen Substanzen zu CO₂ und H₂O ist Sauerstoff. In Hinblick auf eine

medizinische Anwendung in geschlossenen Organen stellt sich die Verwendung von Sauerstoff allerdings als problematisch heraus, da bei zu hoher Sauerstoffkonzentration Verbrennungen an Stellen hervorgerufen werden können, die nicht geschädigt werden dürfen. Ein anderes, weit weniger reaktives Oxidationsmittel stellt Wasser dar. Dieses kann bei Energiezufuhr in stark oxidative Spezies, wie Hydroxy- und Sauerstoffradikale zerfallen, die sehr reaktiv agieren. Die Verwendung von Wasser als Oxidationsmittel hat bei ersten Voruntersuchungen gezeigt, dass die resultierenden Gewebefeffekte bei APC-Applikationen mit sehr feuchter Gewebeoberfläche keine makroskopisch sichtbare Karbonisation aufzeigen. Dieser Ansatz der zusätzlichen Flüssigkeitsbenetzung der Gewebeoberfläche in Verbindung mit einer Argonplasma-Anwendung wurde weiterverfolgt. In der Arbeit von Keller [151] wurde ein Zweistoffdüsenystem aufgebaut, mit dem ein sogenanntes Wassernebel-Argonplasma erzeugt werden kann. Bei diesem Zweistoffdüsenystem wird die Flüssigkeit (zumeist destilliertes Wasser bzw. 0.9%ige Natriumchloridlösung) durch das Arbeitsgas Argon zerstäubt und durch die an die Düse angelegte HF-Spannung bei entsprechendem Abstand zur Gewebeoberfläche gezündet.

Voruntersuchungen sowie eine erste Tierstudie am Rattenmodell haben gezeigt, dass die Verwendung einer Kombination aus Argonplasma und Flüssigkeitssprühnebel positiv auf die Oberflächenstruktur der Gewebeschädigung Einfluss nimmt. Hierbei konnte eine homogene Strukturierung ohne Karbonisation festgestellt werden, die in der Tierstudie ein deutlich geringeres Maß an Adhäsionsbildung im Bauchraum der Ratte im Gegensatz zur APC-Anwendung versachte [147].

Bei dieser Studie war jedoch die Beeinflussung des Plasmas durch die Beigabe von Flüssigkeit nicht von Bedeutung. Aus diesem Grund soll jetzt geklärt werden, welchen Einfluss die Zugabe von Wasser zum APC-Plasma hat. Dabei werden unterschiedliche Fragestellungen, wie der Einfluss von (i) plasmachemischen Prozessen, (ii) Kühlungswirkung des eingebrachten Fluids auf die Gewebeoberfläche und (iii) Veränderung der Stromdichte aufgrund des eingebrachten Fluids auf die Gewebeoberfläche betrachtet. Um diese Fragestellung zu klären, werden wiederum Strom-Spannungsmessungen, optische Emissionsspektroskopie, Mikrofotografie und numerische Simulationen durchgeführt.

Zum Experiment kommt dabei der unter Kapitel 3.3 gezeigte Versuchsaufbau zum Einsatz. Dabei wird eine Forced APC Applikation mit eingestellten 60 W und 1 l/min Ar/N₂- Gasfluss senkrecht zur Gewebeoberfläche in einem Abstand von 2 mm durchgeführt. Dem APC-Plasmakanal wird dann senkrecht ein Sprühnebel in einem Abstand von 1 cm vom Plasmakanal zur Sprühdüse zugeführt.

5.4.1 Ermittlung der Gewebefeffekte bei wasserunterstützter APC

Bei der Applikation mit unterschiedlichen der APC-Anwendung seitlich beigefügten Wassermengen (demineralisiertes Wasser – Aqua demin.) können unterschiedliche Gewebefeffekte beobachtet werden (Tabelle 5.10).

Tabelle 5.10: Resultierende Gewebefeffekte nach einer 3 sekundigen FORCED APC 60 W Applikation mit seitlicher Beimischung von Aqua demin.. Plasmagasfluss: 1 l/min Argon-Stickstoff-Gasgemisch (95%/5%), Schweinereiere, Abstand von 2 mm der APC-Elektrode von der Gewebeoberfläche.

Flüssigkeitsdurchfluss (Aqua demin.)	Mittlerer Koagulationsdurchmesser Ø D (mm)	Maximale Eindringtiefe Lmax (mm)
4 ml/min	6.87 ± 0.2	2.25 ± 0.16
8 ml/min	6.87 ± 0.08	2.35 ± 0.11
12 ml/min	6.71 ± 0.14	2.47 ± 0.15
16 ml/min	6.96 ± 0.3	2.58 ± 0.14
0 ml/min (Standard APC)	7.66 ± 0.21	2.39 ± 0.11

Auf Basis der in Tabelle 5.10 dargestellten Gewebefeffekte zeigt sich, dass bei geringen Flüssigkeitsmengen von 4 und 8 ml/min leichte karbonisierte Stellen auf der Gewebeoberfläche zu erkennen sind. Im Gegensatz dazu zeigen die Applikationen mit 12 ml/min und 16 ml/min keinerlei makroskopisch sichtbare Karbonisation auf der Oberfläche des applizierten Gewebes (siehe Tabelle 5.10). Bei allen Gewebefeffekten tritt ein weißlicher Koagulationssaum auf, der nicht scharf zum nicht-plasmabehandelten Gewebe abgegrenzt ist. Der sichtbare Koagulationssaum geht vielmehr diffus in die nicht-plasmabehandelten Geweberegionen über.

Insgesamt lässt sich an der Dimension der hier ermittelten Gewebefeffekte erkennen, dass sie im Koagulationsdurchmesser kleiner und in der maximalen Eindringtiefe fast alle größer sind als bei der Standard Forced APC-Applikation (Koagulationsdurchmesser: 7.66 ± 0.21 mm, maximale Eindringtiefe: 2.39 ± 0.11 mm, siehe Kapitel 5.2). In Anbetracht der Homogenität der ermittelten Gewebefeffekte lässt sich feststellen, dass die Gewebefeffekte bei APC im Vergleich zur wasserunterstützter APC inhomogener und ausgetrockneter erscheinen. Um diesen Sachverhalt zu klären und um die Reduktion bzw. das Ausbleiben der makroskopisch sichtbaren Karbonisation bei wasserunterstützter APC zu verstehen, wird im Folgenden die wasserunterstützte APC charakterisiert.

5.4.2 Bestimmung der prozentualen Zusammensetzung des Arbeitsgases

Um die wasserunterstützte APC zu charakterisieren, spielt die Menge des Wassers auf das Gewebe und auf das Plasma eine entscheidende Rolle. Hierzu ist es von Wichtigkeit, die Zusammensetzung des Plasmas hinsichtlich seiner Spezies zu kennen, um daraus das plasmachemische Modell und die Vorgänge im Plasma zu ermitteln. Zur Bestimmung des Verhältnisses der Plasmaspezies wird im ersten Schritt die prozentuale Zusammensetzung des Arbeitsgases für unterschiedliche Wassermengen bestimmt.

Dazu werden das Volumen des aus Argon und Stickstoff gebildeten Plasmakanals und der eingesprühete Wassernebel aufgenommen, wobei der Sprühnebel fotografiert und der Sprühwinkel des Sprühnebels ausgemessen wird. Der Plasmakanal hingegen wird mittels Mikrofotografie untersucht und der Durchmesser des Plasmakanals bestimmt.

Die zugehörigen Daten sind in Tabelle 3.2 und in 5.4.2.1 dargestellt.

5.4.2.1 Mikrofotografie von den wasserunterstützten APC-Applikationen

Anhand der Mikrofotografie-Aufnahmen (Abb. 5.17) wurden die Durchmesser der Plasmen bestimmt, die in Tabelle 5.11 dargestellt sind.

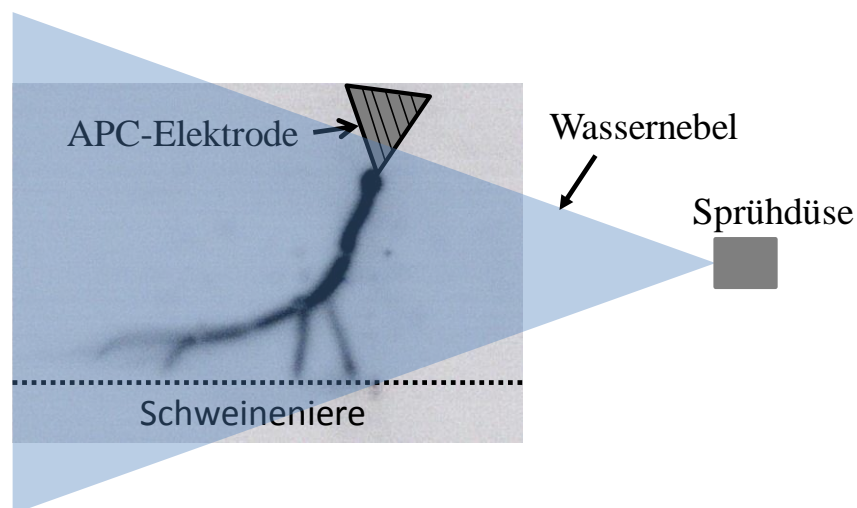


Abb.5.17: Invertierte Mikrofotografie-Aufnahme des Plasmakanals bei Forced APC 60 W 1 l/min Ar/N₂ mit seitlicher Wassernebelbeimischung 16 ml/min Aqua dest. auf Schweineiere in einem Abstand von 2 mm.

Tabelle 5.11: Plasmadurchmesser für unterschiedliche Flüssigkeitsdurchflüsse, die im Forced APC Mode bei 60 W und 1 l/min Ar/N₂ Plasma seitlich eingesprüht wurden.

Flüssigkeitsdurchfluss (Aqua demin.)	Plasmadurchmesser d_p (μm)
4 ml/min	293 ± 54
8 ml/min	276 ± 62
12 ml/min	260 ± 31
16 ml/min	243 ± 33
0 ml/min (Standard APC)	280 ± 26

Anhand der Plasmadurchmesser in Tabelle 8.3 lässt sich einerseits feststellen, dass nahezu alle ermittelten Plasmadurchmesser kleiner als bei der Standard APC-Anwendung sind

($280 \pm 26 \mu\text{m}$, siehe Kapitel 5.2). Das lässt vermuten, dass das Vorhandensein von Wasser zu einer Einschnürung des Plasmakanals führt. Andererseits kann mit den ermittelten Plasmadurchmessern und der Annahme, dass der Plasmakanal eine zylinderförmige Gestalt aufweist das Plasmavolumen bestimmt werden, das während der Plasma-Applikation zu beobachten ist.

Um daraus das Verhältnis aus den Wasserteilchen, die durch die Düse in den freien Raum zerstäubt werden und den Wasserteilchen, die dabei in das Plasma diffundieren zu bestimmen, wird angenommen, dass alle Teilchen verdampft werden, die ins Plasma eindiffundieren. Diese Annahme wird getroffen, da im Plasma eine sehr hohe Gastemperatur vorliegt, was im folgenden Kapitel 5.4.2.2 gezeigt wird.

Weiterhin ist zu erwähnen, dass das in Abbildung 5.17 gezeigte Plasma für die seitliche Beimischung von Wasser zum APC-Plasma eine deutliche Aufspaltung des an der APC-Elektrode startenden Plasmakanals in viele einzelne Streamerkanäle aufweist. Dabei ist hier die Anzahl der durch Aufspaltung entstehenden Streamerkanäle größer (≥ 4) als bei Standard APC (≤ 3). Die Auswirkung dieser Aufspaltung des Plasmakanals in viele Streamerkanäle wird später noch diskutiert. Zuerst wird die zur Bestimmung der prozentualen Zusammensetzung des Plasmas notwendige Gastemperatur bestimmt.

5.4.2.2 Gastemperatur bei den wasserunterstützten APC-Applikationen

Die Ermittlung der Gastemperatur bei den wasserunterstützten APC-Applikationen mit unterschiedlichen Flüssigkeitsmengen erfolgt mittels optischer Emissionsspektroskopie. Es wurden folgende Gastemperaturen ermittelt (Tabelle 5.12).

Tabelle 5.12: Gastemperatur für unterschiedliche Flüssigkeitsdurchflüsse, die im Forced APC Mode bei 60 W und 1 l/min Ar/N₂ Plasma seitlich eingesprüht wurden.

Flüssigkeitsdurchfluss (Aqua demin.)	Gastemperatur T_g (K)
4 ml/min	1400 ± 100
8 ml/min	1400 ± 100
12 ml/min	1500 ± 100
16 ml/min	1600 ± 100
0 ml/min (Standard APC)	1500 ± 100

Mit den in Tabelle 5.12 ermittelten Werten für die Gastemperatur im zugehörigen APC-Plasma und dem Wissen, dass es sich bei dem Arbeitsgas um eine Gasgemisch aus Argon und Stickstoff (95%/5%) handelt, kann mit zusätzlicher Nutzung des ermittelten Plasmadurchmessers und den in Tabelle 3.2 aufgenommenen Sprühwinkeln die prozentuale Zusammensetzung des Plasmas aufgrund der sich im Plasma befindlichen Teilchen bestimmt werden.

5.4.2.3 Prozentuale Zusammensetzung des Arbeitsgases

Die prozentuale Zusammensetzung der unterschiedlichen applizierten Flüssigkeitsmengen in das APC-Plasma ist in Tabelle 5.13 dargestellt. Bestimmt wurde die prozentuale Zusammensetzung des Arbeitsgases indem das Verhältnis zwischen den durch die APC-Sonde fließenden Gasen Argon und Stickstoff, mit den ins Plasma eingesprühten feinen Wassertröpfchen gebildet wurde. Hierzu wurde für das aus dem APC-Applikator ausströmende Gasgemisch aus Argon und Stickstoff (in l/min) die Teilchenanzahl pro Zeiteinheit bestimmt. Vergleichbar hierzu wurde die Anzahl an Wasserteilchen bestimmt, die

sich nach dem Versprühen im kegelförmigen Sprühnebel befinden. Anschließend wurde ermittelt wie viele Teilchen an Argon und Stickstoff, die aus dem APC-Applikator herausströmen, sich im Plasmakanal befinden. Ausgehend von der Annahme, dass alle im Plasmakanal befindlichen Wassertröpfchen verdampft sind, konnte dann bestimmt werden wie viele Wasserteilchen bei den zugehörigen Sprühnebeln in den Plasmakanal eingespritzt werden. Anhand aller ermittelten Teilchenzahlen der unterschiedlichen Teilchenarten konnte so die prozentuale Zusammensetzung des Arbeitsgases, wie in Tabelle 5.13 dargestellt, ermittelt werden.

Tabelle 5.13: Prozentuale Zusammensetzung des Arbeitsgases für unterschiedliche Flüssigkeitsdurchflüssen, die im Forced APC Mode bei 60 W und 1 l/min Ar/N₂ Plasma seitlich eingespritzt wurden.

Flüssigkeitsdurchfluss (Aqua demin.)	Prozentuale Zusammensetzung		
	H ₂ O	Ar	N ₂
4 ml/min	93%	6.7%	0.3%
8 ml/min	62%	36%	2%
12 ml/min	50%	47.5%	2.5%
16 ml/min	45%	52%	3%
0 ml/min (Standard APC)	0%	95%	5%

Es ist zu erkennen, dass mit zunehmender in das Argonplasma eingespritzter Flüssigkeitsmenge, die prozentual im Plasma verdampfte Wassermenge, sinkt. Diese Beobachtung lässt sich auf die mit zunehmender Flüssigkeit größer werdenden, homogen mit Tröpfchen gefüllten Sprühwinkel zurückführen (siehe Tabelle 3.2).

Die Annahme, dass die gesamte Flüssigkeit verdampft, die ins Plasma eindiffundiert, wird zu einem späteren Zeitpunkt noch genauer untersucht.

Aus der prozentualen Zusammensetzung der Plasmaspezies und den in 5.4 aufgenommenen Gewebeeffekten (siehe Tabelle 5.10) lässt sich festhalten, dass je größer der Wasseranteil im Plasma ist, desto weniger makroskopisch sichtbare Karbonisation tritt an der Gewebeoberfläche des plasmabehandelten biologischen Materials auf.

Da sich dieser Effekt nicht allein durch die Zusammensetzung des Plasmas erklären lässt, werden zusätzliche für das Plasma charakteristische Kenngrößen aufgenommen.

5.4.3 Bestimmung plasmacharakteristischer Kenngrößen

Zu diesen Kenngrößen, die in diesem Kapitel experimentell ermittelt werden, zählen der elektrische Plasmastrom sowie die Plasmadauer, die für die unterschiedlichen Beimischungen an Wasser zum Plasmakanal bestimmt werden.

Der elektrische Plasmastrom und die Plasmadauer werden hierbei, wie bei der Standard APC-Anwendung, während der positiven applizierten Spannungsphase des APC-Spannungspulses ermittelt. Alle im Experiment ermittelten Daten sind in Tabelle 5.14 dargestellt.

Tabelle 5.14: Ermittelte plasmacharakteristische Kenngrößen für unterschiedliche Flüssigkeitsdurchflüsse, die im Forced APC Mode bei 60 W und 1 l/min Ar/N₂ Plasma seitlich eingesprüht wurden. Die Kenngrößen wurden während der positiven Spannungsphase des applizierten Spannungspulses bestimmt.

Flüssigkeitsdurchfluss (Aqua demin.)	Plasmastrom I_{FWHM} (A)	Plasmadauer t_{int} (ns)
4 ml/min	1.60 ± 0.25	404 ± 26
8 ml/min	1.52 ± 0.23	396 ± 34
12 ml/min	1.56 ± 0.25	372 ± 14
16 ml/min	1.68 ± 0.25	374 ± 16
0 ml/min (Standard APC)	2.006 ± 0.133	420 ± 20

Werden die in Tabelle 5.14 dargestellten Werte für den Plasmastrom und die Plasmadauer der seitlichen Wasserbeimischung mit der Standard APC-Applikation verglichen, ist auffällig, dass die Werte für die seitliche Wasserbeimischung geringer sind als für die Standard APC-Anwendungen (Plasmastrom: 2.006 ± 0.133 A, Plasmadauer: 420 ± 20 ns, siehe Kapitel 5.2). Diese Unterschiede sind vermutlich auf den Einfluss des Wassers auf das Plasmakanal zurückzuführen. Weiterhin sind Unterschiede in der Plasmadauer, der Durchbruchspannung und dem aus der Plasmazündung resultierenden Plasmastromfluss gegenüber der Standard APC-Applikation erkennbar (siehe Abb. 5.18).

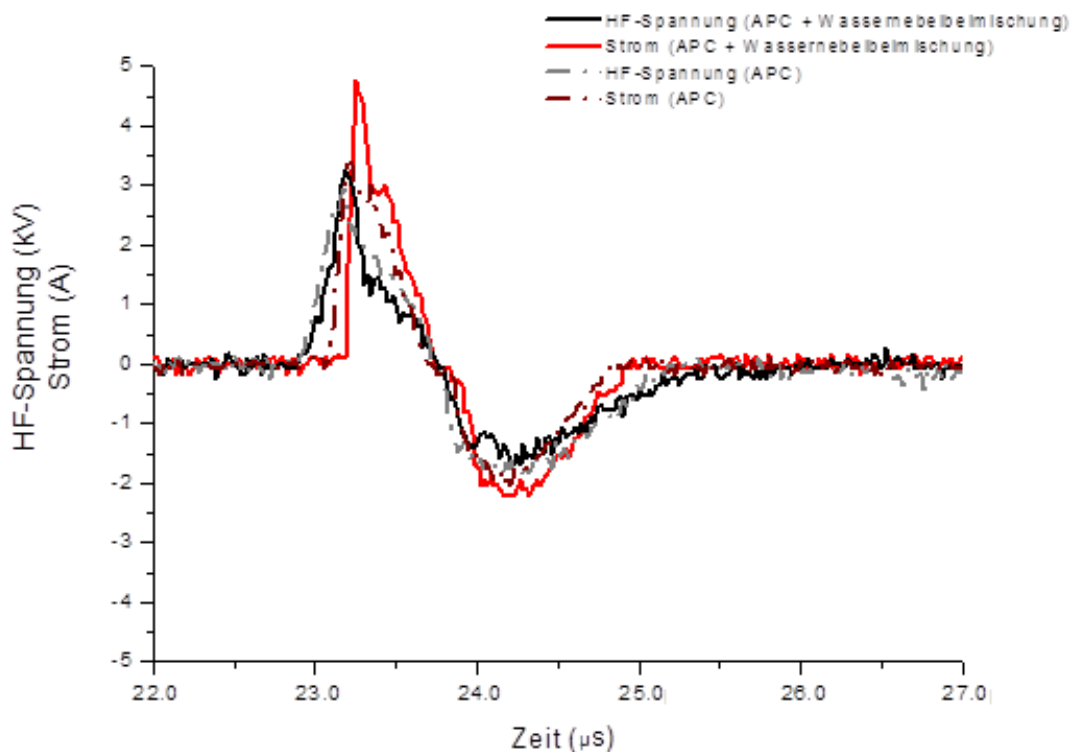


Abb.5.18: Strom-Spannungskennlinie für APC Applikation mit seitlicher Wassernebelbeimischung für Forced APC 60 W 1 l/min Ar/N₂ und 16 ml/min Aqua dest. auf Schweineiere in einem Abstand von 2 mm.

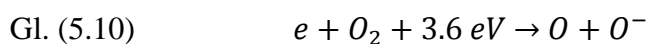
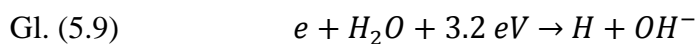
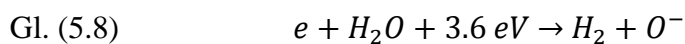
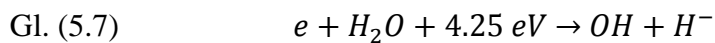
Vergleicht man die Werte von den Strom-Spannungsmessungen von APC mit Wassernebelbeimischung in Abbildung 5.18 mit denen der Standard APC in Abbildung 5.1, stellt man fest, dass für eine Plasmazündung mit Wassernebelbeimischung eine wesentlich höhere Spannung (3.3 kV) im Gegensatz zur Standard APC (2.5 kV) benötigt wird. In

Zusammenhang mit der vom elektrochirurgischen Generator ausgegebenen Spannungskennlinie (graue-gestrichelte Kurve in Abb. 5.18) bewirkt dies, dass ein maximaler Strom (hier: 4.8 A) erst zu einem späteren Zeitpunkt (etwa 50 – 60 ns verzögert) fließen kann. Dies hat zur Folge, dass der Strompuls während der ersten positiven Spannungsphase aufgrund der benötigten höheren Durchbruchspannung eine geringere Dauer besitzt (Strom-Spannungskennlinien für APC + Wassernebelbeimischung, siehe Abb. 5.18).

Bereits Aleksandrov et al. [42] und Nikiforov et al. [152] zeigten in Experimenten, dass für Entladungen in Luft das Vorhandensein von Feuchtigkeit die Plasmazündung (Streamerausbildung in Luft) verzögert. Weiterhin wurde gefunden, dass die mittlere Feldstärke ansteigt, um bei dieser Bedingung den Spalt zwischen die Elektroden zu überbrücken, vergleichbar zu den in den hier gezeigten Experimenten aufgenommenen Daten (siehe Abb. 5.18). Hierfür ist bereits anerkannt, dass dies auf eine steigende Zahl von Reaktionen zurückzuführen ist, die den Verlust an Elektronen im Streamerkanal verursachen [42].

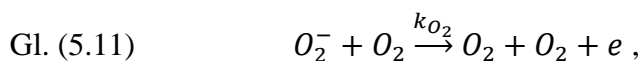
5.4.4 Plasmachemische Reaktionen für die Wassernebelbeimischung

Die im Plasma erzeugten Elektronen gewinnen einige eV an Energie, dies hat eine erhöhte Dissoziationsrate der Wassermoleküle zur Folge [157]. Speziell in diesem Plasma sind davon die Wassermoleküle betroffen.



Bei geringer Feuchtigkeit ist der dominante Stoßprozess, der stattfindet, die Bindung von Elektronen an Sauerstoff, der in der Umgebungsluft vorhanden ist. Die Vernichtung der so gebildeten negativen Sauerstoffionen geschieht nach der Rekombination mit positiven Ionen sowie Stößen mit Neutralteilchen im Plasma.

Die Vernichtung von negativen Sauerstoffionen erfolgt nach der Gleichung.



wobei $k_{\text{O}_2} = 8.6 \cdot 10^{-10} \exp\left(-\frac{6030 \text{ K}}{T_g}\right) \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{1570 \text{ K}}{T_g}\right)\right] \frac{\text{cm}^3}{\text{s}}$ die Ratenkonstante für den Vernichtungsprozess negativer Sauerstoffionen durch den Stoß mit Sauerstoff ist [157].

Betrachtet man hierzu einen feldfreien Raum und eine Temperatur nahe der Raumtemperatur, so entspricht $k_{\text{O}_2} \sim 10^{-18} \frac{\text{cm}^3}{\text{s}}$. Bei einer Temperatur von 1500 K ergibt sich ein Wert von ungefähr $10^{-11} \frac{\text{cm}^3}{\text{s}}$. Bei den im Experiment ermittelten Temperaturen im Bereich von 3000 K ist $k_{\text{O}_2} \sim 5 \cdot 10^{-11} \frac{\text{cm}^3}{\text{s}}$. Das bedeutet für die negativen Ionen in einem trockenen Luftplasma,

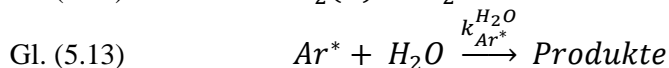
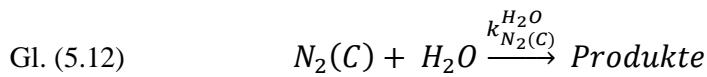
dass sie innerhalb von etwa 10^{-8} s vernichtet werden. Sobald Feuchtigkeit ins Spiel kommt, wie es im Falle des APC-Plasmas mit seitlicher Wasserbeimischung der Fall ist, vollzieht sich der Vernichtungsprozess negativer Ionen langsamer, weil zusätzlich die Vernichtung von hydratisierten Ionen $O_2^-[H_2O]_n$ ($n = 1,2,3,\dots$) betrachtet werden muss [157]. Der Zerfall der hydratisierten Ionen dauert bei einer Gastemperatur von 1500 – 2000 K bei atmosphärischem Druck etwa $10^{-6} - 10^{-5}$ Sekunden [157].

Durch die Existenz des elektrischen Feldes und das Vorhandensein freier Elektronen wird die Produktion von angeregten Molekülen, die die negativen Ionen zersetzen, begünstigt [157].

Die Annahme, dass in den APC-Plasmen mit seitlicher Wassernebelbeimischung negative Ionen vorliegen und dass diese das Plasma beeinflussen, war bereits aus der Erhöhung der Durchbruchspannung (siehe Abb. 5.18) zu vermuten. Welche weiteren Einflüsse auf das Plasma erfolgen, wird nachfolgend durch die Ermittlung der Elektronendichte und des reduzierten elektrischen Feldes untersucht.

5.4.4.1 Bestimmung der Plasmaparameter

Um die Plasmaparameter für die APC-Applikationen mit seitlicher Wassernebelbeimischung zu ermitteln, wird das in Abb. 4.1 gezeigte plasmachemische Modell um die Quenchingprozesse von Wasser mit Stickstoff $N_2(C)$ und angeregten Argonatomen erweitert (siehe Gl. (5.12) und Gl. (5.13)).



Für diese Reaktionen sind $k_{N_2(C)}^{H_2O} = 3 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ [153] und $k_{Ar^*}^{H_2O} = 3.98 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ [154] die Ratenkonstanten für die Teilchenstoßprozesse von Stickstoffmolekülen im Zustand $N_2(C)$ sowie Argonmetastabilen Ar^* mit Wassermolekülen.

Weiterhin wurden in den numerischen Simulationen zur Ermittlung der Ratenkoeffizienten die Elektronenstoßprozesse mit Wassermolekülen integriert.

Da die prozentuale Zusammensetzung der betrachteten APC Plasmen mit seitlicher Wasserbeimischung eine Abschätzung ist, die unter der Annahme getroffen wurde, dass alle ins Plasma eindiffundierte Wasserteilchen aufgrund der hohen Gastemperatur verdampft werden, sind die ermittelten Plasmaparameter mit einer Ungenauigkeit von bis zu 40% behaftet, die durch Gauß'sche Fehlerfortpflanzung bestimmt wurde.

Tabelle 5.15: Ermittelte Plasmaparameter für unterschiedliche Flüssigkeitsdurchflüsse, die im Forced APC Mode bei 60 W und 1 l/min Ar/N₂ Plasma seitlich eingesprüht wurden. Die plasmacharakteristischen Kenngrößen wurden während der positiven Spannungsphase des applizierten Spannungspulses bestimmt. Die Elektronendichte ist hierbei mit einem Fehler von 15% und das reduzierte elektrische Feld sowie das elektrische Feld mit einem Fehler von 25% behaftet.

Flüssigkeitsdurchfluss (Aqua demin.)	Elektronendichte n_e ($\cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$)	Reduziertes elektrisches Feld E/N (Td)	Elektrisches Feld E ($\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$)
4 ml/min (93% H ₂ O, 6.7% Ar, 0.3% N ₂)	1.55	129.7	6713.3
8 ml/min (62% H ₂ O, 36% Ar, 2% N ₂)	2.10	84.7	4384.1
12 ml/min (50% H ₂ O, 47.5% Ar, 2.5% N ₂)	2.15	67.9	3514.5
16 ml/min (45% H ₂ O, 52% Ar, 3% N ₂)	2.19	57.0	2581.5
0 ml/min (Standard APC) (0% H ₂ O, 95% Ar, 5% N ₂)	5.16	7.08	342

Anhand der Tabelle 5.15 lässt sich als Resümee der Plasmaparameterbestimmung für die APC mit seitlicher Wassernebelbeimischung sagen, dass durch das Vorhandensein von Wasser die Elektronendichte im Vergleich zur Standard APC-Anwendung etwa um die Hälfte sinkt ($n_{e(\text{APC})} = 5.6 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, siehe Kapitel 5.2). Hingegen steigen das reduzierte elektrische Feld und das elektrische Feld im Vergleich zur Standard APC ($E/N = 7.08 \text{ Td}$, $E = 342 \text{ V}\cdot\text{cm}^{-1}$, siehe Kapitel 5.2) drastisch an.

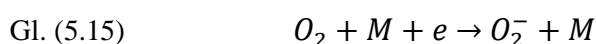
Das Absinken der Elektronendichte bei der APC-Applikation mit seitlicher Wassernebelbeimischung kann einerseits auf die Aufladung von Wassertröpfchen, die sich im Plasma befinden, und andererseits auf die Bildung negativer Ionen zurückgeführt werden. Welchen Einfluss dabei die Bildung negativer Ionen auf die Elektronendichte und vor allem welche Erhöhung sich durch die Bildung der negativen Ionen auf das elektrische Feld ergibt, wird anhand der Beimischung eines Gases, welches leicht negative Ionen bildet, im Folgenden untersucht.

5.4.4.2 Untersuchung des Einflusses von Sauerstoff

Die im vorigen Kapitel bei der Plasmacharakterisierung des wasserunterstützten APC-Plasmas getroffene Annahme, dass die starke Erhöhung des reduzierten elektrischen Feldes gegenüber einer herkömmlichen APC-Applikation aufgrund der Produktion von negativer Ionen resultiert, wird in diesem Versuch näher untersucht. Dazu wird dem Plasmagas einer Standard APC-Applikation Sauerstoff in verschiedenen Konzentrationen beigemischt.

In elektronegativen Gasen wie Sauerstoff ist der Hauptprozess, durch den Elektronen verloren gehen, der Anlagerungsprozess von Elektronen an die elektronegativen Gasteilchen.

Bei atmosphärischen Plasmabedingungen bilden sich leicht negative atomare (siehe Gl. (5.14)) und molekulare (siehe Gl. (5.15)) Sauerstoffionen. Aus diesem Grund wird Sauerstoff als Modellgas für die Bildung von negativen Ionen verwendet.

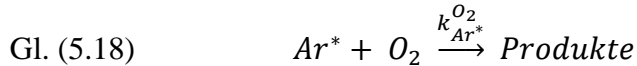
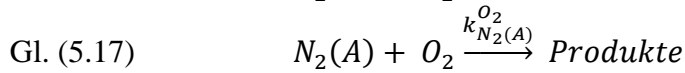
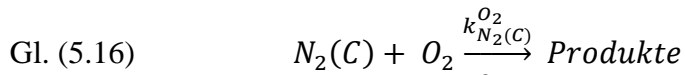


- *Einstellungen bei Sauerstoffbeimischung*

Bei der hier dargestellten Untersuchung werden geringe Konzentrationsbeimischungen an Sauerstoff zum Plasmagasgemisch Argon/Stickstoff (95%/5%) vorgenommen. Es werden zu einem Argon-Stickstoffgasfluss von 1 l/min Sauerstoffflüsse von $5 \cdot 10^{-3}$ l/min, $10 \cdot 10^{-3}$ l/min, $50 \cdot 10^{-3}$ l/min und $100 \cdot 10^{-3}$ l/min zugegeben und untersucht. Dies entspricht einer prozentualen Sauerstoffbeimischung von 0.5, 1.0, 5.0 und 10.0 % zum Arbeitsgas.

Dabei wird angenommen, dass mit steigender Sauerstoffkonzentration im Arbeitsgas die Konzentration an negativen Ionen zunimmt.

Um den Einfluss der Sauerstoffbeimischung zum Arbeitsgas hinsichtlich der Plasmaparameter zu bestimmen, werden folgende Teilchenreaktionen zusätzlich zu dem in Abb. 4.1 gezeigten plasmachemischen Modell betrachtet.



Für die Gleichungen (5.16) – (5.18) sind $k_{N_2(C)}^{O_2} = 2.7 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ nach [155], $k_{N_2(A)}^{O_2} = 2.5 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ nach [156] und $k_{Ar^*}^{O_2} = 2.1 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ nach [157], die Ratenkonstanten für die Teilchenstoßprozesse von Stickstoffmolekülen aus den Zuständen $N_2(C)$ und $N_2(A)$ und Argonmetastabilen mit molekularem Sauerstoff.

- *Plasmacharakteristische Kenngrößen bei Sauerstoffbeimischung*

Für die bereits genannten Beimischungen an Sauerstoff zum Arbeitsgas werden jeweils senkrecht zur Gewebeoberfläche Plasmaapplikationen mit Forced APC 60 W und 1 l/min Arbeitsgasfluss mit einem Abstand von 2 mm der APC-Elektrode zur Gewebeoberfläche untersucht. Um für diese Applikationen die Plasmaparameter zu bestimmen und somit den Einfluss der negativen Ionen auf das Plasma, müssen vorab die ein Plasma charakterisierenden Kenngrößen experimentell bestimmt werden (siehe Tabelle 5.16).

Tabelle 5.16: Experimentell ermittelte Kenngrößen für die Forced APC-Applikation mit Sauerstoffbeimischung. Maximale Leistung des Generators 60 W, Schweineniere, Abstand 2 mm.

Eingestellte Leistung Forced APC	Gas-flow Ar/N ₂ (l/min)	Sauerstoff-beimischung	Gastemperatur T _g (K) ± 100	gemittelter Plasmastrom I _{FWHM} (A)	Plasma- durchmesser d _p (µm)
60 W	1	0.5%	1700	1.52 ± 0.18	293 ± 54
	1	1.0%	1700	1.47 ± 0.07	276 ± 62
	1	5.0%	1800	1.55 ± 0.19	260 ± 31
	1	10.0%	1900	1.60 ± 0.16	243 ± 33
	1	0% (Standard APC)	1500	2.006 ± 0.133	420 ± 20

Anhand der Tabelle 5.16 lässt sich erkennen, dass die ansteigende Beimischung von Sauerstoff zum Arbeitsgas eine Steigerung der Gastemperatur im Plasmakanal zur Folge hat. Die Zunahme der Sauerstoffkonzentration ist die Ursache für den Anstieg der Dichte von negativen Ionen im Plasma. Die erzeugten negativen Ionen werden im elektrischen Feld beschleunigt und stoßen dabei mit Gasteilchen im Plasmakanal, wobei die neutralen Gasteilchen zusätzlich geheizt werden und die Gastemperatur steigt.

Weiterhin kann beobachtet werden, dass bei ansteigender Beimischung von Sauerstoff eine Verkleinerung des Plasmadurchmessers und somit eine Einschnürung des Plasmakanals zu beobachten ist. Die beobachteten Plasmen mit Sauerstoffbeimischung zeigen einen nahezu konstanten gemittelten Plasmastrom I_{FWHM}, der jedoch im Vergleich zur Standard APC Applikation geringer sind (Plasmastrom: 2.006 ± 0.133 A, siehe Kapitel 5.2).

- *Plasmaparameter für Forced APC mit Sauerstoffbeimischung*

Mit den in Tabelle 5.16 dargestellten Werten werden die gemittelten Plasmaparameter, wie das reduzierte elektrische Feld, die Elektronendichte und die elektrische Feldstärke für die positive Spannungsphase bei APC mit Sauerstoffbeimischung bestimmt.

Tabelle 5.17: Plasmaparameter für die APC Plasmaapplikation mit Sauerstoffbeimischung während der positiven Spannungsphase. Schweineniere, Abstand 2 mm.

Eingestellte Leistung Forced APC	Gas-flow Ar/N ₂ (slm)	Sauerstoffbeimischung	Reduziertes elektrisches Feld E/N (Td)	Elektronendichte $n_e (\cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3})$	Elektrisches Feld ($\text{V} \cdot \text{cm}^{-1}$)
60 W	1	0.5%	6.0 ± 0.1	3.97 ± 1.16	255.8 ± 4.3
	1	1.0%	6.1 ± 0	4.29 ± 1.39	260 ± 00
	1	5.0%	15.1 ± 2.5	4.32 ± 0.97	607.9 ± 101
	1	10.0%	19.3 ± 0.5	4.97 ± 1.00	736.1 ± 19
	1	0% (Standard APC)	7.08 ± 1.13	5.60 ± 1.44	342 ± 55

Anhand der Tabelle 5.17 lässt sich die Annahme bestätigen, dass mit einer Zunahme an negativen Ionen im Plasma, *hier* erzielt durch die Zugabe unterschiedlicher Konzentrationen an Sauerstoff zum Arbeitsgas, ein Ansteigen des reduzierten elektrischen Feldes und auch des elektrischen Feldes zu beobachten ist. Dabei sinkt die Elektronendichte im Vergleich zur Standard APC-Applikation *ohne* Sauerstoffbeimischung etwas (um $0.5 - 1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$). Dies begründet sich anhand der Quasineutralität des Plasmas, wobei das Vorhandensein von negativen Ionen in einer Reduktion der Elektronendichte resultiert.

Da Sauerstoff eine Elektroaffinität von 0.488 eV besitzt, kommt es bei Sauerstoff zum Einfangen von Elektronen aus dem Plasma, was wiederum zur Bildung negativer Ionen führt. Durch die Bildung von negativen Ionen wird die Leitfähigkeit des Plasmakanals reduziert.

Aus kinetischer Sicht bedeutet die Bildung von negativen Ionen eine Substitution schneller Elektronen mittels langsamer und somit schwerer Teilchen, was zu einer Beeinflussung der Energieverteilungsfunktion führt [158].

Bei einer maximalen Sauerstoffbeimischung von 10% und einer Elektronenenergie von 2 eV, beträgt die relative Dichte an negativen Ionen etwa 20% (im Vergleich zur Elektronendichte). Um den Einfluss der negativen Ionen auf die Elektronendichte zu kompensieren, müssen bei der Ausbreitung des Streamerkanaals im elektronegativen Gas somit ein höheres elektrisches Feld und damit eine höhere Zündspannung an der Elektrode vorhanden sein. Des Weiteren stellt sich heraus, dass die Elektronendichte mit zunehmendem Sauerstoffanteil leicht ansteigt. Dieser Anstieg der Elektronendichte ist jedoch nicht signifikant ($p < 0.05$), kann aber mit den ebenfalls steigenden Plasmastrom bei steigender Sauerstoffbeimischung zum APC-Arbeitsgas, wie es in Tabelle 5.16 gezeigt ist, zurückgeführt werden.

Als Ergebnis lässt sich hier festhalten, dass aufgrund des geringen Abstandes zwischen der APC-Elektrode und der Geweboberfläche der Einfluss der Sauerstoffbeimischung in Bereichen von 10% - 20% keinen bzw. nur einen geringen Einfluss auf die zu erwartenden Zündspannungen (Abb. 5.19) haben.

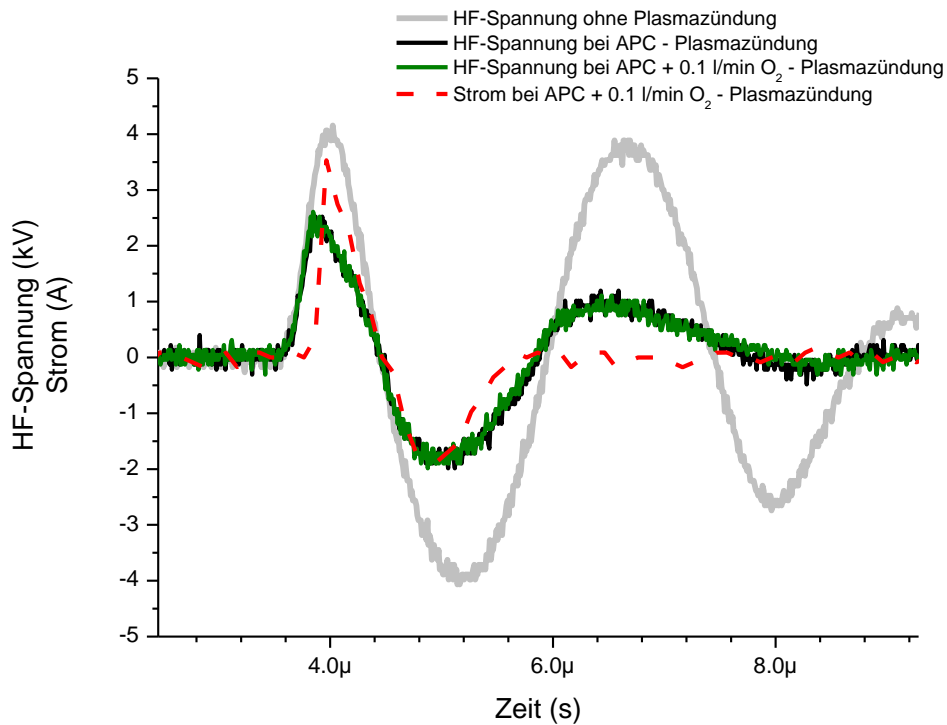


Abb.5.19: HF-Spannung für Standard APC (*schwarze Kurve*) und APC mit Sauerstoffbeimischung (0.1 l/min, *grüne Kurve*) mit zugehöriger Stromkennlinie (*rot gestrichelte Kurve*) für Forced APC 60 W 1 l/min Ar/N₂ auf Schweineiere in einem Abstand von 2 mm. *Graue Kurve* – Leerlaufspannung ohne Plasmazündung.


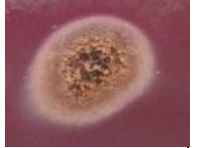
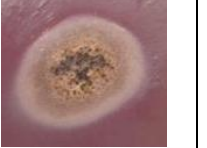
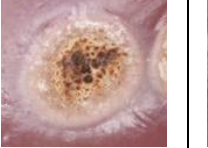
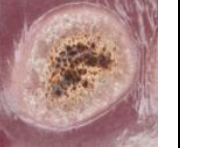
Bei der Kombination aller aufgenommenen und berechneten Kenngrößen wird deutlich, dass eine geringere Plasmaverbreiterung bei den Applikationen mit Sauerstoffbeimischung im Vergleich zur Standard APC und den hier bestimmten höheren elektrischen Feldern zu einer Vielzahl vom Teilchenstößen führen kann.

Da das Vorhandensein von negativen Ionen die Ausbildung der Entladung nicht behindert, muss mehr Energie aufgebracht werden, um den elektrischen Stromfluss im Plasmakanal zu sichern. Dies spiegelt sich in einem Anstieg des elektrischen Feldes wieder.

- *Gewebeeffect für APC mit Sauerstoffbeimischung*

Zusätzlich zu den ermittelten Plasmaparametern soll für die APC mit Sauerstoffbeimischung identisch zu den bisher untersuchten APC-Plasmaanwendungen der Gewebeeffect und dabei die Abhängigkeit des Grades der Gewebeschädigung von der Konzentration der Sauerstoffbeimischung untersucht werden.

Tabelle 5.18: Gewebefeffekte für die APC-Plasmaapplikation mit Sauerstoffbeimischung bei Forced APC 60 W auf Schweineniere, 3 Sekunden Applikation, Abstand 2 mm.

	Standard APC 1 l/min Ar/N ₂	APC 1 l/min Ar/N ₂ + 5·10 ⁻³ l/min O ₂	APC 1 l/min Ar/N ₂ + 10·10 ⁻³ l/min O ₂	APC 1 l/min Ar/N ₂ + 50·10 ⁻³ l/min O ₂	APC 1 l/min Ar/N ₂ + 100·10 ⁻³ l/min O ₂
Gewebe- effekt					

In der obenstehenden Tabelle 5.18 lässt sich erkennen, dass durch die vermehrte Beimischung von Sauerstoff eine Steigerung der Gewebeschädigung hinsichtlich der makroskopisch sichtbaren Karbonisation der Gewebeoberfläche erreicht wird. Diese Erkenntnis konnten bereits Schreiber et al. [159] anhand einer ex vivo Studie an Schweinetrachea zeigen.

Die Fragestellung, ob mittels negativer (oxidativ reaktiver) Ionen (oder neutraler Sauerstoffatome) eine Karbonisation des Gewebes verhindert bzw. reduziert werden kann, kann somit mit „nein“ beantwortet werden.

5.4.5 Kühlung und Stromdichte

Da bereits die Simulation des Kühlungsprozesses in Kapitel 5.2.3 zeigte, dass die APC von Wasser umgebenem Gewebe eine geringere Gewebeschädigung bei sonst konstanten Bedingungen erzielt, ist Kühlung des Gewebes, um eine Karbonisation zu verhindern, von großer Bedeutung.

Bei dem Vergleich der Simulation mit den hier präsentierten Experimenten wurde gezeigt, dass die Reduktion bzw. Verhinderung der makroskopisch sichtbaren Karbonisation auf den Kühlungseffekt des Wassers zurückgeführt werden kann.

Der hierbei beobachtete geringere Stromfluss bei der APC-Anwendung mit Wasserbeimischung und die in Abb. 5.17 dargestellte Aufsplittung des Plasmakanals in viele kleine Kanäle, die die Gewebeoberfläche homogen kontaktieren, trägt dazu bei, dass die Stromdichte pro aufgesplitteten Plasmakanal, die Gewebeoberfläche berührt, wesentlich geringer ist als bei Standard APC.

Mit dieser geringen Stromdichte ist es nicht möglich das Gewebe auf Temperaturen zu erhitzen, die eine Karbonisation der Gewebeoberfläche zulassen.

Dabei spielt die Flüssigkeitsmenge, die dem Plasma zugegeben wird, eine wichtige Rolle. Wie in Tabelle 5.10 zu sehen ist, tritt bei Flüssigkeitsmengen von 4 und 8 ml/min eine leichte Karbonisation der plasmabehandelten Gewebeoberfläche auf. Bei Flüssigkeitsmengen von 12 und 16 ml/min lassen sich diese Erscheinungen nicht mehr beobachten. In diesem Fall ist zu erwähnen, dass der ins Plasma eingesprühete Wassernebel nicht nur das Plasma, sondern auch die Gewebeoberfläche benetzt und somit einen dünnen Flüssigkeitsfilm auf der Gewebeoberfläche bildet. Während der Plasmaapplikation sorgt dieser Flüssigkeitsfilm dafür, dass durch die endogene Erhitzung des Gewebes durch den fließenden Plasmastrom das Gewebe nicht so schnell ausgetrocknet wird.

Aufgrund dieser geringeren Austrocknung des Gewebes bleibt die Wärmeleitung ins Gewebe erhalten und es lässt sich eine tiefere Schädigung des Gewebes erkennen (siehe maximale Eindringtiefe in Tabelle 5.10).

5.4.6 Zusammenfassung

Die hier präsentierten Daten zur APC-Applikation mit seitlicher Wassernebelbeimischung zeigen, dass das beigefügte Wasser einerseits das Plasma und andererseits den Gewebeseffekt beeinflusst. Es konnte gezeigt werden, dass aufgrund der Bildung von negativen Ionen aus dem beigefügten Wasser die Plasmaparameter beeinflusst werden. Dabei ist zu beobachten, dass aufgrund der Bildung negativer Ionen die Elektronendichte sinkt und das reduzierte elektrische Feld sowie das elektrische Feld stark ansteigen.

Eine weitere für den resultierenden Gewebeseffekt wichtige Erkenntnis ist, dass durch die Zumischung von Wasser der vom Applikator ausgehende Plasmakanal, noch bevor er die Gewebeoberfläche erreicht, in sehr viele einzelne Kanäle aufbricht. Durch dieses Aufbrechen des Plasmakanals sinkt die Stromdichte pro einzelnen Plasmakanal so stark, dass eine Erhitzung des Gewebes bis zur Karbonisation durch den eingepprägten Strom nicht mehr möglich ist. Dabei ist wichtig, dass der Plasmaapplikation genügend Wasser zugefügt wird. In diesem Experiment beträgt die minimale Flüssigkeitsmenge, mit der die Karbonisation des Gewebes verhindert wird 12 ml/min. Mit dieser Flüssigkeitsmenge bildet sich zusätzlich auf der Gewebeoberfläche ein Wasserfilm. Der entstehende Flüssigkeitsfilm kühlt nicht nur die Gewebeoberfläche, sondern schützt sie zusätzlich vor Austrocknung, wodurch der Wärmetransport in tiefergelegene Gewebestrukturen unterstützt wird.

Mit diesem Experiment wurde durch die Beimischung von Wasser ein weiterer Parameter gefunden, der den Grad der Gewebeschädigung beeinflusst. Dieser Parameter ist die Stromdichte, mit der das Gewebe plasmabehandelt wird. Es sei erwähnt, dass bereits Ginsberg et al. [128], Norton et al. [140] und andere vermuteten, dass der resultierende Gewebeseffekt bei APC durch die vorliegende Stromdichte bestimmt wird, jedoch konnten diese Autoren ihre Vermutungen physikalisch nicht bestätigen. In dem Versuch wird durch Mikrofotografie-Aufnahmen, Strommessungen und numerische Simulation gezeigt, dass die Stromdichte durch die seitliche Beimischung von Wasser reduziert werden kann und sich somit der Gewebeseffekt beeinflussen lässt.

6. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Argonplasma-Koagulation (APC), als eine medizinische Plasmaapplikation für die chirurgische Gewebebehandlung untersucht. Für die Untersuchung stand ein kommerziell erhältliches APC-System der Firma ERBE Elektromedizin GmbH, bestehend aus dem elektrochirurgischen Generator ERBE VIO 300D, der Gasversorgungseinheit APC-2-System und eine flexible APC-Sonde zur Verfügung.

Ziel dieser Arbeit war es, die bei der plasmainduzierten Gewebebehandlung entstehende Gewebeschädigung hinsichtlich des Einflusses des Argonplasmas auf den Gewebeeffekt zu untersuchen und Parameter zur Steuerung des resultierenden Gewebeeffekts zu finden. Hierzu wurden verschiedene Verfahren in Kombination angewendet. Dabei kamen die optische Emissionsspektroskopie, die Mikrofotografie, die numerische Simulation und die Lichtmikroskopie zum Einsatz. Um die Zuverlässigkeit der Plasmacharakterisierung unter APC-Bedingung zu erhöhen, wurden die genannten Verfahren durch Strommessungen ergänzt.

Die Applikationen wurden auf Schweineniere als medizinisches Gewebemodell in einem definierten Abstand von 2 mm des distalen APC-Sondenendes senkrecht zur Gewebeoberfläche vorgenommen.

Zur Klärung des Entladungsprozesses bei APC-Anwendungen wurde zusätzlich die Applikation auf einer metallischen Oberfläche unter sonst identischen Bedingungen durchgeführt.

Bei der Untersuchung des Entladungsprozesses (Kapitel 5.1) konnte herausgefunden werden, dass bei APC zwei unterschiedliche Entladungsformen vorliegen. Der APC-Entladungsprozess ist stets von der positiven und der negativen auftretenden Spannungsphase des applizierten Spannungspulses abhängig. Weiterhin ist der Entladungsprozess für jeden applizierten Spannungspuls identisch. Es stellte sich heraus, dass es sich bei der positiven Spannungsphase um eine Funkenentladung handelt, die sich ausbildet nachdem ein kathoden-gerichteter Streamer den Spalt zwischen der aktiven Elektrode und der Gewebeoberfläche überbrückt hat. Dabei ist ein intensiv leuchtender Plasmakanal zuerkennen, welcher durch die zahlreichen Prozesse den Plasmakanal auf $T_g > 1000$ K heizt. Die Funkenentladung geht während der positiven Phase in eine normale Glimmentladung über. Nach dem Wechsel der Polarität des Spannungspulses, also in der negativen Spannungsphase, bildet sich ebenfalls eine Glimmentladung jedoch mit negativem Glimmlicht auf der APC-Elektrode. Während dieser Phase sind das Glimmlicht auf der APC-Elektrode und ein diffuser Plasmakanal zwischen der APC-Elektrode und der Gewebeoberfläche zu erkennen. Dieser diffuse Plasmakanal resultiert aus den Restteilchen des zuvor aufgeheizten Plasmakanals aus der positiven Spannungsphase und trägt nicht zum Heizen des Plasmakanals bei. Nach Beendigung der negativen Spannungsphase erlischt die Plasmaentladung und beginnt dann gemäß dem beschriebenen Ablauf, sobald ein weiterer Spannungspuls auftritt, wieder von vorn.

Für die Erkenntnis, dass während der positiven Spannungsphase ein intensiv leuchtender gut abgegrenzter Plasmakanal aufgebaut wird, der stark geheizt wird, wurden für verschiedenen Leistungs- und Gasflusseinstellungen am elektrochirurgischen Generator untersucht. Dazu wurden die charakteristischen Plasmakenngrößen, wie Gastemperatur, elektrischer

Plasmastrom, Plasmadurchmesser, Plasmadauer und die Plasmaparameter, wie Elektronendichte, Elektronenverteilungsfunktion, reduziertes elektrisches Feld, sowie die resultierenden Gewebefeffekte für eine drei sekundige Plasmaapplikation bestimmt. Dabei stellte sich heraus, dass die im Experiment bestimmten Gastemperaturen (> 1000 K) wesentlich höher liegen als die Temperaturen die für den experimentell ermittelten Gewebefeffekt notwendig sind (~ 150 °C). Da am Gewebe ausschließlich eine leichte bis keine Karbonisation zu erkennen war, die durch Temperaturen von ca. 150 °C hervorgerufen werden, wurden sowohl Abschätzungen als auch numerische Simulationen mittels Comsol Multiphysics[®] zur Erwärmung des Gewebes mittels eines heißen Gases (Kapitel 5.2.2.2) und endogener Erhitzung (Kapitel 5.2.3.2) durchgeführt. Es zeigte sich, dass die Erwärmung des Gewebes mittels der ermittelten Gastemperaturen nicht auf Temperaturen steigt, die zur Karbonisation führen. Weiterhin zeigte sich, dass der resultierende Gewebefeffekt von der endogenen Erwärmung des Gewebes herrührt. Aus der Simulation konnte geschlossen werden, dass die Karbonisation der Gewebeoberfläche nur entstehen kann, wenn mehrere Plasmakanäle die Gewebeoberfläche in einer Stelle kontaktieren. In Kapitel 5.2 wurde festgestellt, dass der Gewebefeffekt von dem *elektrischen Strom* abhängig ist, durch den das Gewebe endogen erhitzt wird.

Da bisher der Einfluss der Polarität der Spannungsphasen auf den resultierenden Gewebefeffekt nicht untersucht wurde, schlossen sich Untersuchungen an, bei denen mittels eines Zweiweggleichrichters Spannungsphasen gleicher Polarität zur plasmainduzierten Gewebebehandlung benutzt wurden. Bei diesen Untersuchungen stellte sich heraus, dass sich die ermittelten Plasmaparameter nicht von denen der Standard APC-Applikation aus dem vorigen Versuchen (siehe Kapitel 5.2) unterscheiden. Es stellte sich heraus, dass die charakteristische Kenngröße eines Plasmas, die *Plasmadauer* einen entscheidenden Einfluss auf die resultierende Gewebeschädigung hat. Mit einer langen Plasmadauer im Bereich von einigen hundert Nanosekunden bis wenigen Mikrosekunden lassen sich dabei Vaporisationseffekte erzielen, wohingegen eine kurze Plasmadauer in einer ausschließlich koagulierten Gewebeoberfläche resultieren kann.

Weiterhin wurde zur Verhinderung bzw. Reduktion der an der Gewebeoberfläche makroskopisch sichtbaren Gewebeschädigung die APC-Applikation mit seitlicher Wassernebelbeimischung zum Plasma untersucht. Es konnte gezeigt werden, dass das beigefügte Wasser die Plasmaparameter beeinflusst. Durch die Dissoziation der Wassermoleküle im elektrischen Feld und durch die Anlagerung von Elektronen an die Wassermoleküle kommt es zur Bildung negativer Ionen im Plasma. Diese negativen Ionen bewirken einerseits eine Reduktion der Elektronendichte und andererseits durch deren Beschleunigung im elektrischen Feld führen diese zu zusätzlichen Kollisionen mit neutralen Gasteilchen, wodurch das Plasma stärker geheizt wird. Durch das Auftreten der negativen Ionen wird weiterhin das elektrische Feld stark erhöht. Der Einfluss von negativen Ionen wurde anhand einer Untersuchung überprüft, bei der dem Arbeitsgasgemisch Argon-Stickstoff in unterschiedlichen Konzentrationen Sauerstoff beigemischt wurde.

Bei der APC-Applikation mit seitlicher Wassernebelbeimischung stellte sich weiterhin heraus, dass der ausbildende Plasmakanal während der positiven Spannungsphase vor dem Erreichen der Gewebeoberfläche in viele kleine Plasmakanäle aufspaltet. Durch dieses Aufspalten wird die Stromdichte der einzelnen Plasmakanäle herabgesetzt, wodurch die punktuelle endogene Erhitzung des Gewebes durch den Plasmakanal sinkt. Mit dieser Erkenntnis wurde ein weiterer Parameter gezeigt, mit dem der Grad der Gewebeschädigung beeinflusst werden kann – die *Stromdichte* am Ort der Gewebeberührung.

Zusätzlich konnte durch die Simulation der endogenen Gewebeerwärmung in wasserhaltiger Umgebung der Kühlungseffekt der Gewebeoberfläche mittels Wasserbeimischung zur APC-Plasmaanwendung bestätigt werden. Dabei zeigte das Experiment, dass eine gewisse Menge an Wasser in das Plasma eingesprüht werden muss, um die Karbonisation der Gewebeoberfläche zu vermeiden. Durch den Kühlungseffekt des eingebrachten Wassers, das an der Gewebeoberfläche einen Wasserfilm bildet, kann die Erwärmung des Gewebes auf karbonisationsinduzierende Temperaturen vermieden werden. Somit ist der *Kühlungseffekt*, durch die eingebrachte Flüssigkeit ein weiterer Faktor, mit dem der resultierende Gewebeeffekt gesteuert werden kann.

Anhand der hier gezeigten, beschriebenen und diskutierten Experimente konnten durch die plasmatechnische Charakterisierung der APC-Applikation vier für den resultierenden Gewebeeffekt bei einer APC-Behandlung beeinflussende Faktoren identifiziert werden:

1. Die Stromdichte, die die Fläche mit der das Gewebe plasmabehandelt beschreibt,
2. die Plasmadauer, die die Dauer der Plasmabehandlung des Gewebes beschreibt,
3. der elektrische Strom, der zur endogenen Erhitzung des Gewebes führt, und
4. der Kühlungseffekt, mit dem eine Überhitzung des Gewebes mit sich anschließender Karbonisation oder Vaporisation durch bspw. die Beigabe von Wasser vermieden werden kann.

7. Ausblick

7.1 Spannungsphasenabhängige Plasmacharakterisierung

Die resultierenden Gewebefeffekte und Plasmaparameter konnten bisher nicht hinsichtlich ihrer Abhängigkeit von der Polarität der applizierten Spannungsphase untersucht werden. Ein Grund hierfür ist das Auftreten von elektromagnetischen Störsignalen, die vor allem durch die Funkenentladung hervorgerufen wurden und eine notwendige zeitaufgelöste Emissionsspektroskopie durch Fehltriggerung verhindert. Um den Einfluss der einzelnen Spannungsphasen auf den Gewebefeffekt zu untersuchen, müsste eine Abschirmung gegen elektromagnetische Störsignale vorgenommen werden.

7.2 Simulation

Des Weiteren zeigte sich in den mit Comsol Multiphysics[®] vorgenommenen Simulationen, dass bei der punktuellen Positionierung des elektrischen Kontakts während der Einprägung des elektrischen Stromes in das Gewebe eine starke Karbonisation mit zusätzlicher Vaporisation stattfindet. Da während einer realen APC-Plasmaapplikation auf biologischem Gewebe der Plasmakanal stochastisch verteilt die Gewebeoberfläche kontaktiert, könnte ein stochastisches Kontaktieren des simulierten Plasmakanals auf der Gewebeoberfläche mehr Klarheit über den resultierenden Gewebefeffekt bringen.

Zudem könnte ein Implementieren von Blutgefäßen, verschiedenen Gewebeschichten und der Blutzirkulation in die Simulation realere Daten für die erzielten Gewebefeffekte ergeben.

7.3 Umsetzung „neuartiger“ Plasmaanwendungen

Wie die Untersuchung der polaritätsabhängigen APC mit der Verwendung eines Zweiweggleichrichters ergab, lässt sich der Gewebefeffekt anhand der Polarität und der dadurch resultierenden Plasmabehandlungsdauer des Gewebes steuern. Bei dieser Anwendung wurde bereits erwähnt, dass der Einsatz eines Zweiweggleichrichters aufgrund des hohen DC-Anteils der applizierten Spannung nicht so ohne weiteres für den medizinischen Einsatz verwendet werden kann. Da das Auftreten des DC-Spannungsanteils zu Muskelzuckungen führt, muss für eventuelle „neuartige“ Plasmaanwendungen, die ausschließlich vaporisieren oder koagulieren können, eine Generatorschaltung entwickelt werden, die die Plasmadauer beeinflusst, ohne den DC-Anteil bei der Plasmabehandlung des Gewebes zu erhöhen. Wie in Kapitel 5 erwähnt, könnte ein Vaporisationsplasma erzeugt werden, indem die Spannungspulsdauer und, oder auch die Anzahl von aufeinanderfolgenden Spannungspulsen erhöht und damit die Pause zwischen den Spannungspulsen reduziert wird. Ein Koagulationsplasma hingegen könnte erzielt werden durch eine Verkürzung der Spannungspulsdauer und einer Vergrößerung der Pausendauer zwischen den applizierten Spannungspulsen.

Literatur

- [1] Isbary G., Morfill G., Schmidt H.U., Georgi M., Ramrath K., Heinlein J., Karrer S., Landthaler M., Shimizu T., Steffes B., Bunk W., Monetti R., Zimmermann J.L., Pompl R., Stolz W. „A first prospective randomized controlled trial to decrease bacterial load using cold atmospheric argon plasma on chronic wounds” 2012 *British Journal of Dermatology* 163(1): 78-82
- [2] Kalghatgi S., Friedman G., Fridman A., Clyne A.M. „Endothelial Cell Proliferation is Enhanced by Low Dose Non-Thermal Plasma Through Fibroblast Growth Factor 2-Release” 2010 *Annals of Biomedical Engineering* 38(3): 748-757
- [3] Stolz W., Georgi M., Schmidt H.U., Ramrath K., Pomple R., Shimizu T., Steffes B., Bunk W., Peters B., Jamitzky F., Morfill G. „Low-temperature for the sterilization of chronic wounds: from bench to bedside” 2007 1st International Conference on Plasma Medicine ICPM-1, Corpus Christi/TX, USA
- [4] Nosenko T., Shimizu T., Morfill G.E. „Designing plasmas for chronic wound disinfection” 2009 *New J. Phys.* 11 115021
- [5] Deng S., Ruan R., Mok C.K., Huang G., Lin X., Chen P. „Inactivation of *Escherichia coli* on almonds using nonthermal plasma” 2007 *J. Food Sci.* 72: M62-66
- [6] Lee M.H., Park B.J., Jin S. C., Kim D., Han I., Kim J., Hyun S.O., Chung K.H., Park J.C. „Removal and sterilization of biofilms and planktonic bacteria by microwave-induced argon plasma at atmospheric pressure” 2009 *New J. Phys.* 11 115022
- [7] Shimizu T., Steffes B., Pompl R., Jamitzky F., Bunk W., Ramrath K., Georgi M., Stolz W., Schmidt H.U., Urayama T., Fujii S., Morfill G.E. „Characterization of microwave plasma torch for decontamination” 2008 *Plasma Process Polym.* 5: 577-582
- [8] Rossi F., Kylian O., Rauscher H., Hasiwa M., Gilliland D. „Low pressure plasma discharges for the sterilization and decontamination of surfaces” 2009 *New J. Phys.* 11 115017
- [9] Heinlein J., Morfill G., Landthaler M., Stolz W., Isbary G., Zimmermann J.L., Shimizu T., Karrer S. „Plasma medicine: possible applications in dermatology“ 2010 *Journal of the German Society of Dermatology* 8: 1-9
- [10] Kong M.G., Kroesen G., Morfill G., Nosenko T., Shimizu T., van Dijk J., Zimmermann J.L. „Plasma medicine: an introductory review“ 2009 *New J. Phys.* 11 115012
- [11] Lee H.W., Kim G.J., Kim J.M., Park J.K., Lee J.K., Kim G.C. „Tooth bleaching with nonthermal atmospheric pressure plasma” 2009 *J. Endod.* 35: 587-591
- [12] Manner H., May A., Rabenstein T., Pech O., Nachbar L., Enderle M.D., Gossner L., Ell C. „Prospective evaluation of a new higher-power argon plasma coagulation system (hp-APC) in therapeutic gastrointestinal endoscopy“ 2007 *Scand. J. Gastroenterol.* 42: 397-405
- [13] Kou S.P., Tarasenko O., Chang J., Popovic S., Chen C.Y., Fan H.W., Scott A., Lahiani M., Alusta P., Drake J.D., Nikolic M. „Contribution of a portable air plasma torch to rapid blood coagulation as a method of preventing bleeding” 2009 *New J. Phys.* 11 115016
- [14] Eickhoff A., Enderle M.D., Hartmann D., Eickhoff J.C., Riemann J.F., Jakobs R. „Effectiveness and Safety of PRECISE APC for the Treatment of Bleeding Gastrointestinal Angiodysplasia - a Retrospective Evaluation“ 2011 *Z. Gastroenterol.* 49: 195-200
- [15] Eickhoff A., Hartmann D., Eickhoff J.C., Riemann J.F., Enderle M.D. „Pain sensation and neuromuscular stimulation during argon plasma coagulation in gastrointestinal endoscopy” 2008 *Surg. Endosc.* 22: 1701-1707
- [16] Reichle G. „Die Argon-Plasma-Koagulation zur bronchoskopischen Rekanalisation und Blutstillung” 2003 *Atemw. Lungenkrh.* 28(6): 258-269
- [17] Sadick H., Riedel F., Oulmi J., Hoermann K., Bergler W.F. „Argon plasma coagulation and topically applied estriol. Long-term results in the treatment of hereditary hemorrhagic telangiectasia of the nasal mucosa” 2003 *HNO* 51: 118-124
- [18] Iacopini F., Petruzzello L., Spada C., Familiari P., Tringali A., Marchese M., Riccioni M., Belmonte M., Gabbrielli A., Costamagna G. „Dieulafoy’s lesions treated with argon plasma coagulation (APC): Initial haemostasis and re-bleeding rates” 2005 *Gut* 54: A271

-
- [19] Ell C., May A., Nachbar L., Cellier C., Landi B., di Caro S., Gasbarrini A. „Pushand-pull enteroscopy in the small bowel using the double-balloon technique: Results of a prospective european multicenter study” 2005 *Endoscopy* 37: 613–616
- [20] Sagawa T., Takayama T., Oku T., Hayashi T., Ota H., Okamoto T., Muramatsu H., Katsuki S., Sato Y., Kato J., Niitsu Y. „Argon plasma coagulation for successful treatment of early gastric cancer with intramucosal invasion” 2003 *Gut* 52: 334–339
- [21] Barrett W.L., Garber S.M. „Surgical smoke – a review of the literature. Is this just a lot of hot air?” 2003 *Surg. Endosc.* 17(6): 979-987
- [22] Reichle G., Freitag L., Kullmann H.J., Prenzel R., Macha H.N., Farin G. „Die Argon-Plasma-Koagulation in der Bronchoskopie: Eine neue Methode – alternativ oder komplementär?” 2000 *Pneumologie* 54: 508-516
- [23] Nuernberg D., Pannwitz H., Burkhardt K.D., Peters M. „Gas explosion caused by argon plasma coagulation of colonic angiodysplasias” 2007 *Endoscopy* 39: E182
- [24] Ben-Soussan E., Antonietti M., Savoye G., Herve S., Ducrotte P., Lerebours E. „Argon plasma coagulation in the treatment of hemorrhagic radiation proctitis is efficient but requires a perfect colonic cleansing to be safe” 2004 *Eur J Gastroenterol Hepatol* 16: 1315-1318
- [25] Pichon N., Maissonette F., Cessot F., Sodji M., Sautereau D. „Colonic perforations after gas explosion induced by argon plasma coagulation” 2004 *Endoscopy* 36: 573
- [26] Zinsser E., Will U., Gottschalk P., Bosseckert H. „Bowel gas explosion during argon plasma coagulation [letter]” 1999 *Endoscopy* 31: 26
- [27] Ben-Soussan E., Mathieu N., Rogue I., Antonietti M. „Bowel explosion with colonic perforation during argon plasma coagulation for hemorrhagic radiation-induced proctitis” 2003 *Gastrointest. Endosc.* 57(3): 412-413
- [28] Frank J., Queck J., Koukaki S., Koch A., Beermann W., Tsenekidis S., Jollett N. „Modifizierte Argon-Plasma-Koagulationsmodi und erste unizentrische klinische Erfahrungen in der gastroenterologischen Endoskopie“ 2007 *American Journal of Otolaryngology – Head and Neck Medicine and Surgery* 28: 384-387
- [29] Manner H., Enderle M.D., Pech O., May A., Plum N., Riemann J.F., Ell C., Eickhoff A. „Second-generation argon plasma coagulation: two-center experience with 600 patients” 2008 *Journal of Gastroenterology & Hepatology* 23: 872-878
- [30] Malick K.J. „Clinical applications of argon plasma coagulation in endoscopy” 2006 *Gastroenterology Nursing* 29(5): 386-391
- [31] Reich O., Mseddi A., Zaak D., Trottmann M., Hungerhuber E., Schneede P. „Use of Argon Plasma Coagulation in Endourology: in vitro experiments“ 2004 *Urology* 63: 387-391
- [32] Behringer K. „Spektroskopische Diagnostik von Nichtgleichgewichtsplasmen“ 1996 Vorlesungsskript Sommersemester, Universität Augsburg
- [33] Iza F., Hopwood J.A. „Rotational, Vibrational, and Excitation Temperatures of a Microwave-Frequency Microplasma” 2004 *IEEE Transactions on Plasma Science* 32(2): 498-504
- [34] Martus K., Masoud N., Becken K. „Collisional and radiative processes in high pressure Ne/N₂ discharges” 2006 *Plasma Sources Sci. Technol.* 15: 84-90
- [35] Rajasekaran P., Ruhrmann C., Bibinov N., Awakowicz P. „Space-resolved characterization of high frequency atmospheric-pressure plasma in nitrogen applying optical emission spectroscopy and numerical simulation“ 2011 *J. Phys. D: Appl. Phys.* 44 485205
- [36] Fantz U. „Basics of plasma spectroscopy” 2006 *Plasma Sources Sci. Technol.* 15: 137-147
- [37] Lebedev Yu A., Mavludov T.B., Epstein I.L., Chvyreva A.V., Tatarinov A.V. „The effect of small additives of argon on the parameters of a non-uniform microwave discharge in nitrogen at reduced pressure“ 2012, *Plasma Sources Sci. Technol.* 21 015015
- [38] Lieberman M.A., Lichtenberg A.J. „Principles of Plasma Discharges and Materials Processing“ 2005 2nd Edition Jon Wiley & Sons
- [39] Loeb L.B. „The theory of the electrical breakdown of gases at atmospheric pressure” 1927 Physical Laboratory, University of California
- [40] Meek J.M., Craggs J.D. „Electrical Breakdown in Gases” 1953 Oxford Press

-
- [41] Fridman A., Chirokov A., Gutsol A. „Non-thermal atmospheric pressure discharges” 2005 J. Phys. D: Appl. Phys. 38: R1-R24
- [42] Aleksandrov N.L., Bazelyan E.M. „Ionization processes in spark discharge plasmas” 1999 Plasma Sources Sci. Technol. 8: 285-294
- [43] van Veldhuizen E.M., Rutgers W.R. „Pulsed positive corona streamer propagation and branching” 2002 J. Phys. D: Appl. Phys. 35: 2169-2179
- [44] Sobota A., Manders F., van Veldhuizen E.M., van Dijk J., Haverlag M. „The role of metastables in the formation of an argon discharge in a two-pin geometry” 2010 IEEE Transaction on Plasma Science 38(9): 2289-2299
- [45] Raizer Y. „Gas discharge Physics” 1997 Springer-Verlag Berlin New York
- [46] Starikovskaia S.M. „Plasma assisted ignition and combustion” 2006 J. Phys. D: Appl. Phys. 39 R265-R299
- [47] Arrays M., Ebert U., Hundsdorfer W. „Spontaneous Branching of Anode-Directed Streamers between Plasma Electrodes” 2002 Phys. Rev. Lett. 88 174502
- [48] Raether H. „Die Entwicklung der Elektronenlawine in den Funkenkanal” 1939 Z. f. Phys. 112: 464-489
- [49] Gallimberti I., Bacchiega G., Bondiou-Clergerie A., Lalande P. „Fundamental processes in long air gap discharges” 2002 C. R. Physique 3(10): 1335-1359
- [50] Janda M., Machala Z., Niklova A., Martisovits V. „The streamer-to-spark transition in a transient spark: a dc-driven nanosecond-pulsed discharge in atmospheric air” 2012 Plasma Sources Sci. Technol. 21 045006
- [51] Pai D.Z., Stancu G.D., Lacoste D.A., Laux C.O. „Nanosecond repetitively pulsed discharges in air at atmospheric pressure - the glow regime” 2009 Plasma Sources Sci. Technol. 18 045030
- [52] Leveille V., Coulombe S. „Design and preliminary characterization of a miniature pulsed RF APDG torch with downstream injection of the source of reactive species” 2005 Plasma Sources Sci. Technol. 14: 467-476
- [53] Yonson S., Coulombe S., Leveille V., Leask R.L. „Cell treatment and surfaces functionalization using a miniature atmospheric pressure glow discharge plasma torch” 2006 J. Phys. D: Appl. Phys. 39: 3508-3513
- [54] Jeong J.Y., Babayan S.E., Tu V.J., Park J., Henins I., Hicks R.F., Selwyn G.S. „Etching materials with an atmospheric-pressure plasma jet” 1998 Plasma Sources Sci. Technol. 7: 282-285
- [55] Park J., Henins I., Herrmann H.W., Selwyn G.S. „Discharge phenomena of an atmospheric pressure radio-frequency capacitive plasma source” 2001 J. Appl. Phys. 89: 20-27
- [56] Okazaki K., Nozaki T. „Ultrashort pulsed barrier discharges and applications” 2002 Pure Appl. Chem. 74: 447-452
- [57] Cogan S.F., Edell D.J., Guzelian A.A., Ping Lui Y., Edell R. „Plasma-enhanced chemical vapor deposited silicon carbide as an implantable dielectric coating.” 2003 J. Biomed. Mater. Res. A 67(3): 856-867
- [58] Kogelschatz U. „Filamentary, patterned, and diffuse barrier discharges” 2002 IEEE Trans. Plasma Sci. 30(4): 1400-1408
- [59] Massines F., Rabehi A., Decamps P., Gadri R.B., Segur P., Mayoux C. „Experimental and theoretical study of a glow discharge at atmospheric pressure controlled by dielectric barrier” 1998 J. Appl. Phys. 89: 2950-2957
- [60] Janca J., Klima M., Slavicek P., Zajickova I. „HF plasma pencil – new source for plasma surface processing” 1999 Surf. Coat. Technol. 116-119: 547-551
- [61] Laroussi M., Lu X. „Room-temperature atmospheric pressure plasma plume for biomedical applications” 2005 Appl. Phys. Lett. 87 113902
- [62] Pompl R., Shimizu T., Schmidt H.U., Bunk W., Jamitzky F., Steffes B., Ramrath K., Peters B., Stolz W., Urayama T., Ramasamy R., Fujii S., Morfill G.E. Proc. 6th International conference on Reactive Plasma and 23rd symposium on Plasma Processing, Matsushima/ Sendai, Japan 24.-27.01.2006

-
- [63] Stoffels E., Flikwert A.J., Stoffels W.W., Kroesen G.M.W. „Plasma needle: a non-destructive atmospheric plasma source for fine surface treatment of (bio) materials“ 2002 *Plasma Sources Sci. Technol.* 11: 383-388
- [64] Shekter A.B.V., Serezhenkov A., Rudenko T.G., Pekshev A.V., Vanin A.F. „Beneficial effect of gaseous nitric oxide on the healing of skin wounds“ *Nitric oxide: Biolo. Chem.* 12: 21-219
- [65] Gibson P.F., Suslov N. „The effects of the PlasmaJet® System on tissue“, A review of tissue studies performed using the PlasmaJet® System and comparisons with electrosurgery techniques
- [66] www.boviemed.com/products_j_plasma.asp
- [67] www.arthrocaresportsmedicine.com/products/
- [68] Sergeev V.N., Belov S.V. „Coblation Technology: a New Method for High-Frequency Electrosurgery“ 2003 *Biomedical Engineering* 37(1): 22-25
- [69] Reich O., Schlenker B., Gratzke C., Tilki D., Riecken M., Stief C., Seitz M., Bachmann A. „Plasma Vaporisation of the Prostate: Initial Clinical Results“ 2012 *European Urology* 57: 693-698
- [70] Loh S., Chang E., Huang E.J., Carlson G.A., Gurtner G.C. „Comparison of Surgical Incisions with the PEAK PlasmaBlade, Traditional Electrosurgery, and a Standard Scalpel“ 2009 *Journal of Plastic and Reconstructive Surgery* 124(6): 1849-1859
- [71] www.peaksurgical.com/
- [72] www.soering.com/products/high-frequency-surgery/surgery-devices/cold-plasma-coagulation/
- [73] www.helica.co.uk/index.html
- [74] Nardo L.G., Moustafa M., Gareth Beynon D.W. „Laparoscopic treatment of pelvic pain associated with minimal and mild endometriosis with use of the Helica Thermal Coagulator“ 2005 *Fertil. Steril.* 83(3): 735-738
- [75] Hill N.C.W., EL-Toukhy T., Chandakas S., Grigoriades T., Erian J. „Safety of the Helica Thermal Coagulator in treatment of early stage endometriosis“ 2005 *Journal of obstetrics and Gynecology* 25(1): 52-54
- [76] Farin G., Grund K.E. „Technology of Argon Plasma Coagulation with Particular Regard to Endoscopic Applications“ 1994 *End. Surg.* 2: 71-77
- [77] Grund K.E., Storek D., Farin G. „Endoscopic Argon Plasma Coagulation (APC) First Clinical Experiences in Flexible Endoscopy“ 1994 *End. Surg.* 2: 42-46
- [78] Schulze T., Kumpf O., Rau B. „Massive Subcutaneous Emphysema After Thoracoscopic Argon Beamer Use of Pleurodesis“ 2005 *Surg. Laparosc. Endosc. Percutan. Tech.* 15: 252-255
- [79] Kanai M., Hamada A., Endo Y., Takeda Y., Yamakawa M., Nishikawa H., Torri A. „Efficacy of Argon plasma Coagulation in Nonvariceal Upper Gastrointestinal Bleeding“ 2004 *Endoscopy* 36(12): 1085-1088
- [80] Sessler M.J., Becker H.D., Grund K.E. „Palliativtherapie beim kleinen Ösophaguskarzinom: ist die Argon-Plasma-Koagulation (APC) als Alternative sinnvoll?“ 1995 *Endoskopie heute* 3: 240-243
- [81] Hammer H. „Palliative Therapie des Rektumkarzinoms mit Argon-Plasma-Koagulation“ 2003 *J. Gastrointest. Hepatol. Erkr.* 1(1): 18-20
- [82] Ravizza D., Giancaria F., Trovato C., Crosta C. „Frequency and outcomes of rectal ulcers during argon plasma coagulation for chronic radiation-induced proctopathy“ 2003 *Gastrointestinal Endoscopy* 57(4): 519-525
- [83] Hochfrequenz-Chirurgie, Anwendung und praktische Tipps „Anwenderbroschüre für die Gastroenterologie“ 2012 ERBE Elektromedizin GmbH 85800-031 02.12
- [84] Canard J.M., Vedrenne B. „Clinical application of argon plasma coagulation in gastrointestinal endoscopy: has the time come to replace the laser?“ 2001 *Endoscopy* 33(4): 353-357
- [85] Rey J.F., Beilenhoff U., Neumann C.S., Dumonceau J.M. „European Society of Gastrointestinal Endoscopy (ESGE) guideline: the use of electrosurgical units“ 2010 *Endoscopy* 42: 764 - 771
- [86] <http://de.wikipedia.org/wiki/HF-Chirurgie>
- [87] Ackroyd R., Tam W., Schoeman M., Devitt P.G., Watson D.I. „Prospective randomized controlled trial of argon plasma coagulation vs. endoscopic surveillance of patients with Barrett`s esophagus after antireflux surgery“ 2004 *Gastrointestinal Endoscopy* 59(1): 1-7

-
- [88] Bergler W.F. „Argon plasma coagulation (ACP) surgery in otorhinolaryngology” 2003 Surgical Technology international 11: 79-84
- [89] Eickhoff A., Jakobs R., Schilling D., Hartmann D., Weickert U., Enderle M.D., Riemann J.F. „Prospective nonrandomized comparison of two modes of argon beamer (APC) tumor desobstruction: effectiveness of the new pulsed APC versus forced APC” 2007 Endoscopy 39: 637-642
- [90] Helfmann J. „Thermal effects” 2003 Applied Laser Medicine, ed. Berlien H.-P., Müller G.J., Springer-Verlag Berlin Heidelberg
- [91] Farin G., Grund K.E. „Principles of electrosurgery, laser, and argon plasma coagulation with particular regard to colonoscopy” 2003 Principles and practice by Waye J.D., Rex D.K., William C.B., Blackwell Publishing
- [92] Eggleston J.L., Von Maltzahn W.W. „Electrosurgical Devices“, 2000 The Biomedical Engineering Handbook: Second Edition, ed. J.D. Bronzino Boca Raton: CRC Press LLC
- [93] Neugebauer A., Zenker M., Enderle M.D. „Grundlagen der Hochfrequenz-Chirurgie-Teil 1: Geräte, Instrumente und Einstellungen“ 2012 Endo heute 25: 8-13
- [94] Manner H., May A., Faerber M., Rabenstein T., Ell C. „Ablation of Nonneoplastic Barrett’s Mucosa Using Argon Plasma Coagulation with Concomitant Esomeprazole Therapy (APBANEX): A Prospective Multicenter Evaluation” 2006 Digestive and Liver Disease 38: 471-478
- [95] Malick K.J. „Clinical Applications of Argon Plasma Coagulation in Endoscopy” 2006 Gastroenterology Nursing 29(5): 386-391
- [96] APCTM in flexible Endoscopy „Argon Plasma Coagulation > A New Paragon In Flexibility and Efficiency” ERBE USA Incorporated Surgical Systems LIT/5204/01 05/09
- [97] Roman S., Saurin J.C., Dumortier J., Perreira A., Bernard G., Ponchon T. „Tolerance and Efficacy of Argon Plasma Coagulation for Controlling Bleeding in Patients with Typical and Atypical manifestations of Watermelon Stomach“ 2003 Endoscopy 35(12): 1024-1028
- [98] Storek D., Grund K.E., Schuetz A., Seifert H.C., Farin G., Becker H.D. „Argon-Plasma-Koagulation (APC) in der flexiblen Endoskopie – Kann sie den Laser ersetzen?“ 1994 Endoskopie heute 2: 163-170
- [99] Datenblatt Silicon Zener Diode Z043
- [100] SOP 3-04 „Arbeitsanweisung zur APC-Anwendung” ERBE Elektromedizin GmbH, Tübingen
- [101] Bibinov N., Halfmann H., Awakowicz P., Wiesemann K. „Relative and absolute intensity calibrations of a modern broadband echelle spectrometer“ 2007 Meas. Sci. Technol. 18 1327
- [102] Luque J., Crosley D.R. „LIFBASE: Database and spectral simulation (version 2.0.6)” 1999 SRI International Report MP 99-009
- [103] Programm Code EEDF, Napartovich A.P. 1993 Trinity Institute for Innovation and Fusion Research, Troizk, Moskau, Russland
- [104] Bracewell R. „The Fourier Transform and its Applications” 1965 New York: McGraw-Hill
- [105] Keller S., Rajasekaran P., Bibinov N., Awakowicz P. „Characterization of transient discharges under atmospheric-pressure conditions applying nitrogen photoemission and current measurements“ 2012 J. Phys. D: Appl. Phys. 45 125202
- [106] Pretzler G. „A new method for numerical Abel-inversion” 1991 Z. Naturforsch. a 46 639-41
- [107] Rajasekaran P., Mertmann P., Bibinov N., Wandke D., Vioel W., Awakowicz P. „DBD plasma source operated in single-filamentary mode for therapeutic use in dermatology“ 2009 J. Phys. D: Appl. Phys. 42 225201
- [108] Ferreira C.M., Loureiro J. „Electron kinetics in atomic and molecular plasmas” 2000 Plasma Sources Sci. Technol. 9: 528-540
- [109] Itikawa Y. „Cross Sections for Electron Collisions with Nitrogen Molecules“ 2006 J. Phys. Chem. Ref. Data 35: 31
- [110] Bacri J., Medani A. „Electron diatomic molecule weighted total cross section calculation: III. Main inelastic processes for N₂ and N₂⁺” 1982 Physica C 112: 101
- [111] Armentrout P.B., Tarr S.M., Dori A., Freund R.S. „Electron impact ionization cross section of metastable N₂(A Σ^+_u)” 1981 J. Chem. Phys. 75 2786
- [112] Griem H.R. „Plasma spectroscopy” 1964 McGraw-Hill

-
- [113] Bogaerts A., Gijbels R. „Role of Ar^{2+} and Ar_2^+ ions in a direct current argon glow discharge: A numerical description” 1999 J. Appl. Phys. 86 4124
- [114] Peterson J.R., Le Padellec A., Danared H., Dunn G.H., Larsson M., Larson A., Stroemholm C., Rosen S., af Ugglas M., van der Zande W.J. „Dissociative recombination and excitation of N_2^+ : Cross sections and product branching ratios” 1998 J. Chem. Phys. 108 1978
- [115] van Koppen P.A.M., Jarrold M.F., Bowers M.T. „Ion-molecule association reaction: A study of the temperature dependence of the reaction $\text{N}_2^+ + \text{N}_2 + \text{M} \rightarrow \text{N}_4^+ + \text{M}$ for $\text{M} = \text{N}_2, \text{Ne},$ and He : Experiment and theory” 1984 J. Chem. Phys. 81: 288-297
- [116] Cao Y.S., Johnsen R. „Recombination of N_4^+ ions with electrons” 1991 J. Chem. Phys. 95 7356
- [117] Anicich V.G. „Evaluated Bimolecular Ion-Molecule Gas Phase Kinetics of Positive Ions for Use in Modelling Planetary Atmospheres, Cometary Comae, and Interstellar Clouds” 1993 J. Phys. Chem. Ref. Data 22 1469
- [118] Pothiraja R., Bibinov N., Awakowicz P. „Pulsed corona plasma source characterization for film deposition on the inner surface of tubes“ 2010 J. Phys. D: Appl. Phys. 43 495201
- [119] Pancheshnyi S.V., Starikowskaia S.M., Starikovskii A.Y. „Collisional deactivation of $\text{N}_2(\text{C}^3\Pi_u, v = 0, 1, 2, 3)$ states by $\text{N}_2, \text{O}_2, \text{H}_2$ and H_2O molecules“ 2000 Chem. Phys. 262: 349-357
- [120] Laux C.O., Kruger C.H. „Arrays of radiative transition probabilities for the N_2 first and second positive, no beta and gamma, N_2^+ first negative, and O_2 Schumann-Runge band systems” 1992 Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 48: 9-24
- [121] Pothiraja R., Bibinov N., Awakowicz P. „Amorphous carbon film deposition on the inner surface of tubes using atmospheric pressure pulsed filamentary plasma source” 2011 J. Phys. D: Appl. Phys. 44 355206
- [122] www.comsol.com/products/multiphysics/
- [123] Pop M., Davidson S.R.H., Gertner M., Jewett M.A.S., Sherar M., Kolios M.C. „A Theoretical Model for RF Ablation of Kidney tissue and its Experimental Validation“ 2012 ISBMS, LNCS 5958: 119-129
- [124] Vogel F. „Beschreibende und schließende Statistik: Formeln, Definitionen, Erläuterungen, Stichwörter und Tabellen” 2005 13. Auflage Oldenbourg Wissenschaftsverlag GmbH
- [125] The R Foundation for Statistical Computing, Version 2.9.0, 17. April 2009
- [126] Papula L. „Mathematik für Ingenieure und Naturwissenschaftler, Vektoranalysis, Wahrscheinlichkeitsrechnung, Mathematische Statistik, Fehler- und Ausgleichsrechnung” 2011 Band 3 Vieweg & Teubner
- [127] Goulet C.J., DiSario J.A., Emerson L., Hilden K., Holubkov R., Fang J.C. „In vivo evaluation of argon plasma coagulation in a porcine model” 2007 Gastrointest. Endosc. 65: 457-462
- [128] Ginsberg G.G., Barkun A.N., Bosco J.J., Burdick J.S., Isenberg G.A., Nakao I.N., Petersen B.T., Silverman W.B., Slivka A., Kelsky P.B. „The argon plasma coagulator – Technology Status Evaluation Report“ 2002 Gastrointest. Endosc. 55(7): 807-810
- [129] Tremblay A., Marquette C.-H. „Endobronchial electrocautery and argon plasma coagulation: A practical approach” 2004 Can. Respir. J. 11(4): 305-310
- [130] Zlantic J., Wayne J.D., Kin P.S., Baiocco P.J., Gleim G.W. „Large sessile colonic adenomas: use of argon plasma coagulator to supplement piecemeal snare polypectomy” 1999 Gastrointest. Endosc. 49(6): 731-735
- [131] Tokano H., Maehara H., Nakamura H., Makino N., Iwasaki A., Kitamura K. „Short-term effect of argon plasma coagulation of the inferior turbinate in patients with perennial nasal allergy” 2005 Auris Nasus Larynx 32: 145-150
- [132] Wayne J.D. „Argon Plasma Coagulator: Should Everyone Have One?” General Surgery, Surgical Technology International VII: 1-5
- [133] Zaric B., Canak V., Sarcev T., Markovic M., Jovanovic S., Budisin E. „Interventional pulmonology techniques for immediate desobstruction of malignant central airway obstruction” 2007 Journal of BUON 12: 11-22
- [134] Kuechler A. „Hochspannungstechnik” 2009, 3., neu bearbeitete Auflage, Springer-Verlag Berlin Heidelberg

-
- [135] Keller S., Bibinov N., Neugebauer A., Awakowicz P. „Electrical and spectroscopic characterization of a surgical argon plasma discharge“ 2013 J. Phys. D: Appl. Phys. 46 025402
- [136] Raether H. „Electron Avalanches and Breakdown in Gases“ 1964 Butterworth & Co. (Publisher) Ltd.
- [137] Ebert U., Brau F., Derks G., Hundsdorfer W., Kao C.-Y., Luque A., Meulenbroek B., Nijdam S., Ratushnaya V., Schaefer I, Tanveer S „Multiple scales in streamer discharges, with an emphasis on moving boundary approximations“ 2011 Nonlinearity 24: C1-C26
- [138] Reimann A.L. „Thermionic emission from carbon“ 1938 Proc. Phys. Soc. 50(496): 496-500
- [139] Choi B., Welch A. „Analysis of thermal relaxation during laser irradiation of tissue“ 2001 Laser Surg. Med. 29(4): 351-359
- [140] Norton I.D., Wang L., Levine S.A., Burgart L.J., Hofmeister E.K., Yacavone R.F., Gostout C.J., Petersen B.T. „In vivo characterization of colonic thermal injury caused by argon plasma coagulation” 2002 Gastrointest. Endosc. 55: 631-636
- [141] Dubiel B., Shires P.K., Korvick D., Chekan E.G. „Electromagnetic energy sources in surgery“ 2012 Vet. Surg. 39(8): 909-924
- [142] Habash R.W.Y., Bansal R., Krewoki D., Alhafid H.T. „Thermal Therapy, Part 1: An Introduction to Thermal Therapy” 2006 Crit. Rev. Biomed. Eng. 34(6): 495-489
- [143] <http://de.wikipedia.org/wiki/Kugelkalotte>
- [144] Brand E., Pearlman N. „Electrosurgical debulking of ovarian cancer: a new technique using the argon beam coagulator” 1990 Gynecologic Oncology 39: 115-118
- [145] Kramme R. „Medizintechnik, Verfahren – Systeme – Informationsverarbeitung” 2011 Springer Verlag Berlin, 4. Auflage
- [146] Keller S., Engelhard M., Bibinov N., Neugebauer A., Awakowicz P. „Operation of an argon plasma coagulator (APC) by an admixture of oxygen and water“ 2012 eingereicht in J. Phys. D: Appl. Phys.
- [147] Kraemer B., Rothmund R., Fischer K., Scharpf M., Fend F., Smaxwil L., Enderle M.D., Wallwiener D., Neugebauer A. „A prospective, randomized, experimental study to investigate the peritoneal adhesion formation of noncontact argon plasma coagulation in a rat model” 2011 Fertil. Steril. 95: 1328-32
- [148] Eickmann U., Falcy M., Fokuhl I., Rueegger M., Bloch M. „Chirurgische Rauchgase – Gefährdungen und Schutzmaßnahmen“ 2011 Arbeitsmed. Sozialmed. Umweltmed. 46: 14-23
- [149] Ball K. „Controlling surgical smoke: A team approach“ 2002 Information Booklet (2004), Hrsg. Phoenix IC Medical
- [150] Hensman C., Baty D., Willis R.G., Cuschieri A. „Chemical composition of smoke produced by high-frequency electrosurgery in a closed gaseous environment“ 1998 Surg. Endosc. 12: 1017-1019
- [151] Keller S. „Chirurgisches Instrument für die Argon Plasma-Koagulation (APC) mit reduzierter Emission“ 2009 *Diplomarbeit*, Fachhochschule Jena
- [152] Nikiforov A.Yu, Sarani A., Leys C. „The influence of water vapor content on electrical and spectral properties of an atmospheric pressure plasma jet” 2011 Plasma Sources Sci. Technol. 20 015014
- [153] Pancheshnyi S.V., Starikovskaia S.M., Starikovskii A. Yu. „Measurements of rate constants of the $N_2(C^3\Pi_u, v' = 0)$ and $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v' = 0)$ deactivation by N_2 , O_2 , H_2 , CO and H_2O molecules in afterglow of the nanosecond discharge” 1998 Chemical Physics Letters 294: 523-527
- [154] Bera R.K., Hanrahan R.J. „Investigation of OH dynamics in the argon sensitized pulse radiolysis of water vapor“ 1986 J. Appl. Phys. 60(6): 2115-2122
- [155] Kozlov K.V., Wagner H.E., Brandenburg R., Michel P. „Spatio-temporally resolved spectroscopic diagnostics of the barrier discharge in air at atmospheric pressure” 2001 J. Phys. D: Appl. Phys. 34: 3164-3176
- [156] Herron J.T. „Evaluated chemical kinetics data for reactions of N(2D), N(2P), and $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ in the gas phase” 1999 J. Phys. Chem. Ref. Data 28(5): 1453-1483

- [157] Piper L.G., Velazco J, Sester D.W. „Quenching cross-section for electronic energy transfer reactions between metastable argon atoms and noble gases and small molecules” 1973 J. Chem. Phys. 59(6): 3323-3340
- [158] Gogolides E., Stathakopoulos M., Boudouvis A. „Modeling of radio frequency plasmas in tetrafluoromethane (CF₄): the gas phase physics and the role of negative ion detachment“ 1994 J. Phys. D: Appl. Phys. 27: 1878-1886
- [159] Schreiber J., Hofman B., Schumann H.J., Rosahl W. „Influence of oxygen concentration on argon plasma coagulation – induced tissue damage in isolated pig trachea“ 2000 Respiration 67(3): 287-290

Lebenslauf

Name: Sandra Keller
Geburtstag: 11. September 1986
Geburtsort: Lichtenstein
Staatsangehörigkeit: deutsch
Familienstand: ledig

Werdegang

1997 – 2001 Gymnasium „Am Sandberg“
 Wilkau-Haßlau, Außenstelle Mülsen St. Micheln

2001 – 2005 Gymnasium „Am Sandberg“
 Wilkau-Haßlau, Abitur

2005 – 2009 Studium Biomedizintechnik
 Fachhochschule Jena
 Jena, Dipl.-Ing. (FH)

2009 – jetzt Doktorand bei ERBE Elektromedizin GmbH, Tübingen

2010 – jetzt Externer Doktorand
 Lehrstuhl für Allgemeine Elektrotechnik und Plasmatechnik
 Prof. Dr. P. Awakowicz
 Ruhr-Universität Bochum
 In Zusammenarbeit mit ERBE Elektromedizin GmbH, Tübingen