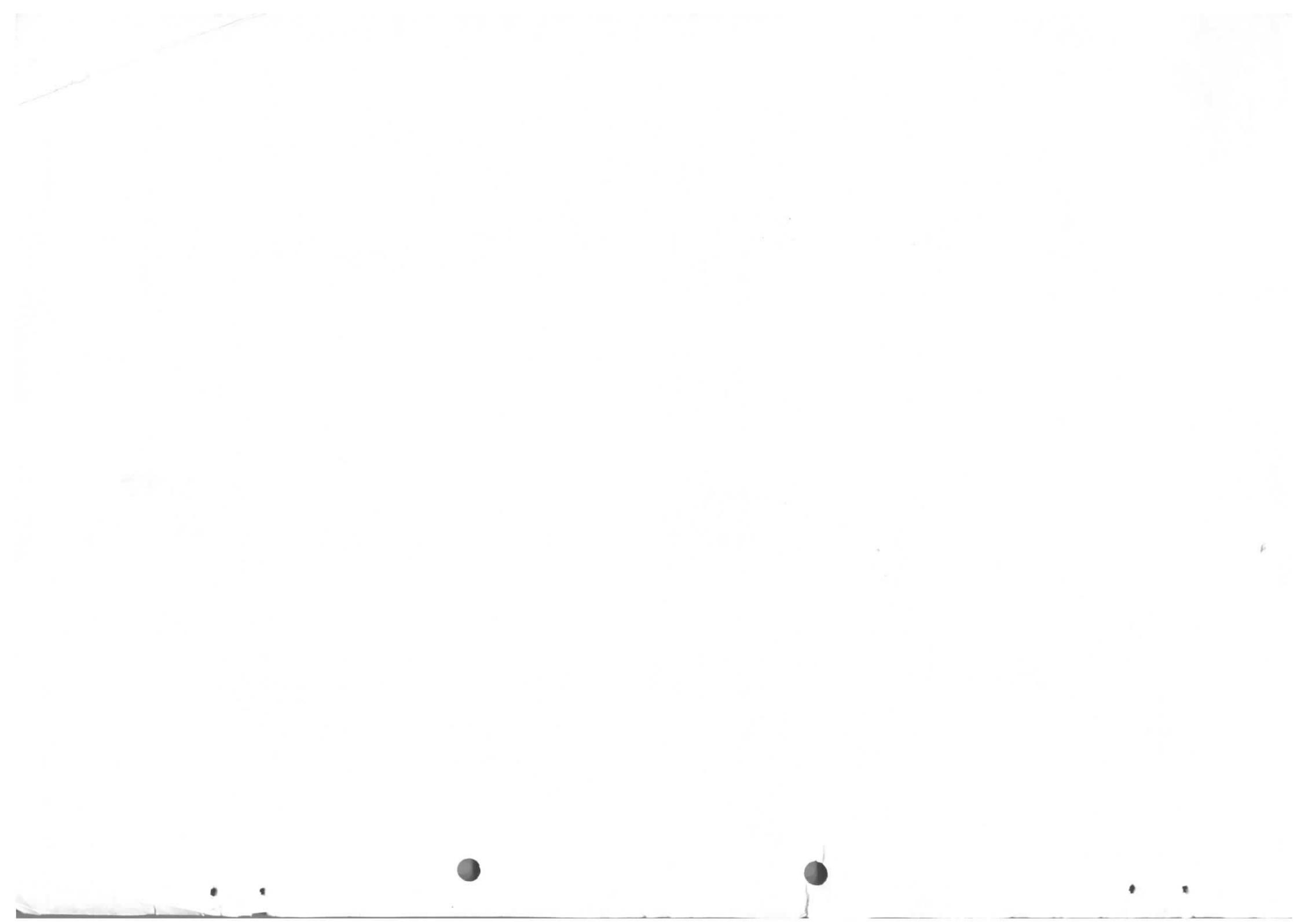


H. Pingel

DESY H 1

V a k u u m f r a g e n b e i m B a u v o n S p e i c h e r -  
r i n g e n f ü r E l e k t r o n e n u n d P o s i -  
t r o n e n

(Vortrag bei DESY am 1.3.65)



# V a k u u m f r a g e n b e i m B a u v o n S p e i c h e r - r i n g e n f ü r E l e k t r o n e n u n d P o s i - t r o n e n

## 1. Bestimmende Prozesse für die Lebensdauer

- 1.1. Streuung der Teilchen eines Strahls untereinander (Tuschk - Effekt).
- 1.2. Bremsstrahlung mit dem anderen Strahl in den Wechselwirkungsbereichen
- 1.3. Wechselwirkung mit dem Restgas
  - 1.3.1. Coulombstreuung an den Kernen
  - 1.3.2. Coulombstreuung an den Elektronen
  - 1.3.3. Bremsstrahlung (an den Kernen)
- 1.4. Summe aller Einflüsse 1.1. bis 1.3.
- 1.5. Abschätzung des zulässigen Gesamtdruckes

## 2. Verhalten von Ultrahochvakuumssystemen

- 2.1. Grundgleichung
- 2.2. Einfluß des "Basisdrucks"  $F_B$
- 2.3. Desorptionsanteile ( $\Sigma Q$ )
  - 2.3.1. Normale Desorption  $Q_D$
  - 2.3.2. Lecks: Anteil  $Q_L$ 
    - 2.3.2.1. Dichtungen
    - 2.3.2.2. Ventile
    - 2.3.2.3. Drehdurchführungen
    - 2.3.2.4. Permeationsraten  $Q_{LP}$

## 3. Strahlungsinduzierte Desorption $Q_S$

- 3.1. Leistungsinpud durch Synchrotronstrahlung
- 3.2. Größe der Synchrotronstrahlungsdesorptionsrate  $Q_S$ :  
Experimentelle Ergebnisse

3.3. Modellvorstellungen zur Frage der Desorption durch Synchrotronstrahlung.

3.3.1. Direkte (einstufige) Photodesorption.

3.3.2. Garwin-Modell (Mehrfachdesorption)

#### 4. Möglichkeiten der technischen Realisierung des Vakuumsystems

4.1. Pumpsystem

4.1.1. Vorpumpsystem

4.1.2. Hauptpumpsystem

4.1.2.1. Pumpen zur Beseitigung des normalen Desorptionsgasanfalls  $Q_D$

4.1.2.2. Pumpen zur Beseitigung des Gasanfalls  $Q_S$ , der durch die Synchrotronstrahlung induziert wird.

4.2. Vakuumkammern

4.3. Preise

#### 5. Schlußbemerkungen

5.1. Bau eines kleinen UHV-Standes

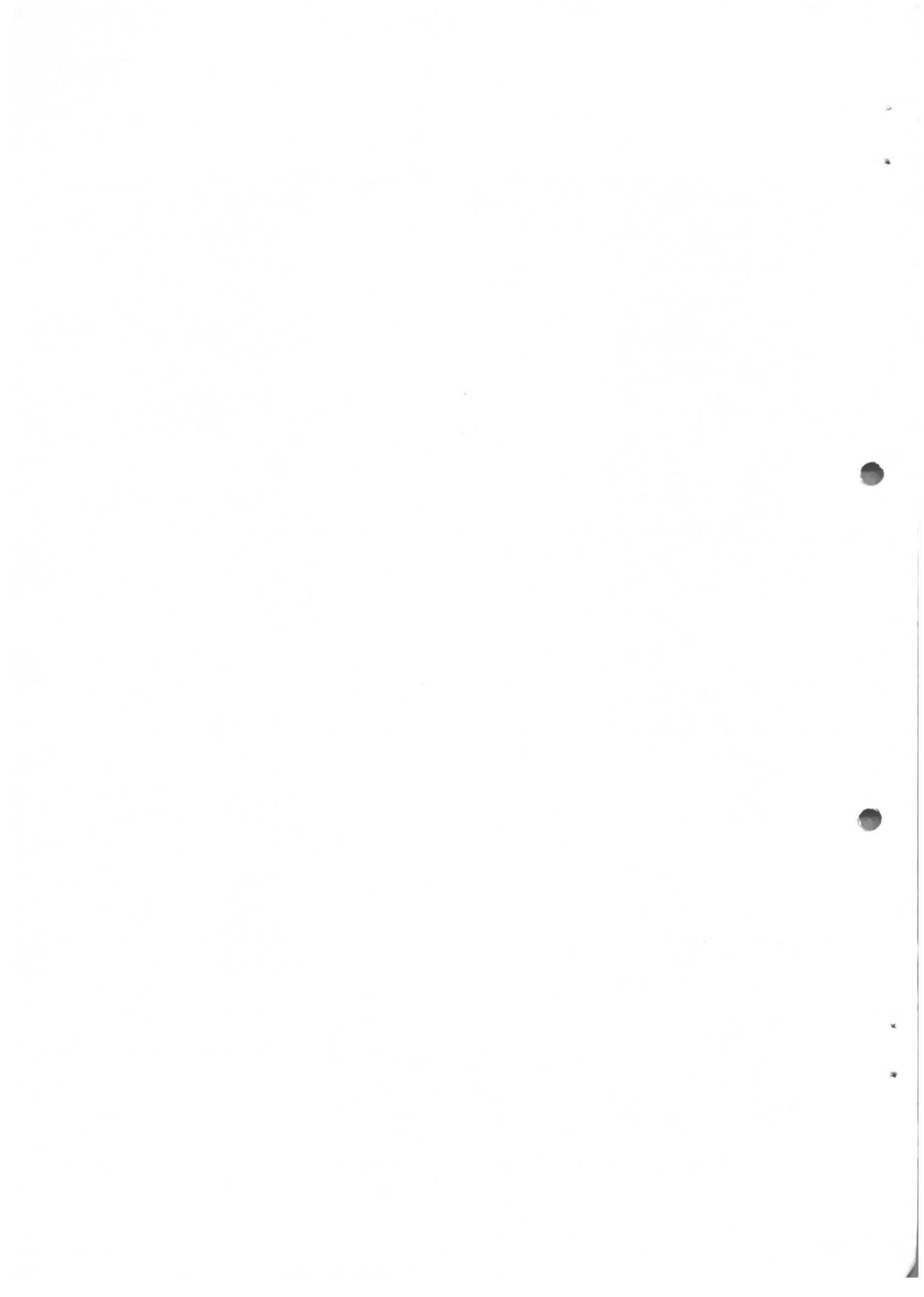
5.2. Bau einer Modellkammer

#### Zitate:

- |            |   |  |
|------------|---|--|
| Stanf. Pr. | = | Proposal for High-Energy<br>Electron-Positron Colliding<br>Beam Storage Ring,<br>Stanford, März 1964 |
| CEA 117    | = | CEA L-TM-117, Dezember 1963  |
| Trend.     | = | Trendelenburg Ultrahochvakuum,<br>Karlsruhe 1963   |

Daten geplanter Elektron-Positron-Speicherringe

	Stanford	CEA
Energie (pro Strahl)	3,0 (4,0) GeV	3,0 GeV
Strom (pro Strahl)	1,0 A bei 3 GeV (0,2 A bei 4 GeV)	0,4 A bei 3 GeV
Kreuzungspunkte	2	2
Mittlerer Radius	34,7 m	29,5 m
Mittlerer Umfang	~ 210 m	~ 185 m
Füllzeit	3,5 sec auf 0,4 A 12 sec auf 1 A	14 min (2 GeV)
Synchrotronstrahlung:		
Verlust pro Umlauf und Teilchen	0,55 MeV bei 3 GeV (1,74 MeV bei 4 GeV)	0,47 MeV bei 3 GeV
Mittlerer Verlust pro m Kammerwand bei 1 A, 3 GeV:	$N_w \approx 2 \times 2,8 \cdot 10^3$ $W \cdot m^{-1}$	
Im Ablenkmagneten:	$N_w \approx 2 \times 3,4 \cdot 10^4$ $W \cdot m^{-1}$	
Lebensdauer	1,7 h bei 3 GeV	23 h
<u>Vakuum: Druck</u>	$2,5 \cdot 10^{-8}$ Torr (CO)	$1,5 \cdot 10^{-9}$ Torr
<u>Pumpen:</u>		
Vorpumpen:	20 Molekularpumpen	100 Adsorberp.
Pumpen i. gerad. Stücken:	48 Ionengetterp. $S = 2,4 \cdot 10^4 l \cdot sec^{-1}$	50 Ionengetterp. $S = 2,5 \cdot 10^4 l \cdot sec^{-1}$
Verteilte Pumpen:	Cryopumpe $S = 2 \cdot 10^5 l \cdot sec^{-1}$	Ionengetterverdampf.P. $S = 4 \cdot 10^5 l \cdot sec^{-1}$
<u>Vakuumkammer:</u>		
Freie Magnethöhe	10 cm	10 cm
Kammerbau	Rechteck	Ellipse
Freie Innenhöhe zwischen Separierelektroden	6 cm	5 cm
Separierfeldstärke	$1,5 \text{ KV} \cdot \text{cm}^{-1}$	$1,5 \text{ KV} \cdot \text{cm}^{-1}$
Thermische Isolation	0,5 cm stark	0,5 cm stark
Ausheizleistung		34 KW



1. Bestimmende Prozesse für die Lebensdauer (aus dem Stanford - Proposal)

1.1. Streuung der Teilchen eines Strahls untereinander (Tuschek - Effekt)

Zuerst untersucht von der ADA-Gruppe in Frascati in nichtrelativistischer Näherung, relativistisch von Gittleman und Ritson (Stanford).

(Relativistisch: Beim elastischen Stoß übertragene Energie des Querimpulses groß gegen Elektronenruhmasse).

Elektronen bzw. Positronen können durch elastischen Einfachstoß aus dem stabilen Bereich der Synchrotron-schwingung verschwinden.

Ergebnis der Rechnung:

$$\tau_{1/2} = \frac{V (\Delta E)^2}{4\pi r_0^2 \cdot cN} \quad (\text{St.Pr; S.79 - 4})$$

$\tau_{1/2}$  : Halbwertslebensdauer

$\Delta E$  : Maximal zulässige Energieabweichung

V : Bunchvolumen

c : Lichtgeschwindigkeit  $r_0$ : klassischer Elektronenradius

N : Teilchenzahl im Speicherring

Das Bunchvolumen hängt in komplizierter Weise von den Maschinendaten (Radius, Energie, HF-Struktur, Betatron- und Synchrotron-schwingungen) ab.

Falls die Daten des Stanford - Proposals zugrunde gelegt werden - CO-Partialdruck  $2,5 \cdot 10^{-8}$  Torr und  $H_2$  - Partialdruck  $1,7 \cdot 10^{-7}$  Torr - erhält man

$$\tau_{1/2} \approx 100 \text{ Stunden} \quad (\text{St.Pr.S. 83})$$

für den Bereich von 1-4 GeV.

Anmerkung: Für alle numerischen Abschätzungen des Absatzes

1) werden die Daten des Stanf. Prop. benutzt.

## 1.2. Bremsstrahlung mit dem anderen Strahl in den Wechselwirkungsbereichen

---

Als Rechenergebnis erhält man:

$$\tau_{1/2} \sim \frac{J}{n L \cdot \sigma}$$

J : Umlaufender Strom

n : Zahl der Wechselwirkungsbereiche

L : Luminosität (Wechselwirkungsrate pro Wechselwirkungsbereich,  $\text{cm}^2$  und sec).

$\sigma$  : Totaler Wirkungsquerschnitt

Für Stanford mit  $n = 2$  und  $L \approx 1,5 \cdot 10^{31}$  erhält man bei 3 GeV

$$\tau_{1/2} \approx 164 \text{ Stunden}$$

## 1.3. Wechselwirkung mit dem Restgas

### 1.3.1. Coulombstreuung an den Kernen

Für ein einatomiges Gas ist die Streuwahrscheinlichkeit für Streuung mit einem Winkel  $\theta > \theta_m$ :

$$W(\theta > \theta_m) \sim \frac{Z^2 \cot^2(\theta_m/2)}{E^2} \quad (\text{St.Pr. S 81 - 10})$$

Z : Kernladungszahl

E : Strahlenergie

$\theta_m$  ist eine geometrische Konstante und folgt aus der Apertur und der Betatronwellenlänge.

Man erhält als Endergebnis:

$$\tau_{1/2} \sim \frac{E^2}{\sum_{ij} P_i (Z_{ij})^2} \quad (\text{St.Pr. S. 82 - 12})$$

$P_i$  : Partialdruck der i-ten Komponente für die Zeit  $t = 0$

$Z_{ij}$  : Kernladungszahl des j-sten Atoms im Molekül der i-ten Komponente.

Mit Stanford - Daten folgt:

$$\begin{array}{c} 45 \text{ Stunden} < \tau_{1/2} < 90 \text{ Stunden} \\ \text{für} \\ 1 \text{ GeV} < E < 4 \text{ GeV} \end{array}$$

### 1.3.2. Coulombstreuung an den Elektronen

Die Elektronen bzw. Positronen können aus dem stabilen Bereich der Synchrotronschwingungen verloren gehen, wenn die auf das Targetelektron übertragene Rückstoßenergie zu groß wird.

Man erhält als Lebensdauer:

$$\tau_{1/2} \sim \sum \frac{1}{Z_{ij}} \cdot \frac{\Delta E}{P_i} \quad (\text{St.Pr. S. 84-15})$$

Mit Stanford - Daten folgt:

$$\begin{array}{c} 100 \text{ Stunden} > \tau_{1/2} > 25 \text{ Stunden} \\ \text{für} \\ 1 \text{ GeV} < E < 4 \text{ GeV} \end{array}$$

### 1.3.3. Bremsstrahlung (an den Kernen)

Die Wahrscheinlichkeit pro Strahlungslänge, daß ein Energieverlust  $> \Delta E$  auftritt, ist gegeben durch:

$$W(\Delta E) = \ln \frac{E}{\Delta E}$$

Daraus folgt:

$$\tau_{1/2} \sim \frac{1}{\ln \frac{E}{\Delta E}} \sum_i \frac{X_{ij}}{P_i A_{ij}} \quad (\text{St.Pr. S. 84-17})$$

oder wegen  $X_{ij} \sim \frac{1}{Z_{ij}(Z_{ij} + 1)}$

$$\tau_{1/2} \sim \frac{1}{\sum_i Z_{ij}(Z_{ij} + 1)} \approx \frac{1}{\sum_i Z_{ij}^2}$$

Damit erhält man für Stanford Daten z.B. bei 3 GeV und 1 A pro Strahl:

$$\tau_{1/2} \sim 1,34 \text{ Stunden} \quad (\text{St. Pr. S. 84})$$

#### 1.4. Summe aller Einflüsse (Abb.1)

Die einzelnen Halbwertszeiten zeigt das erste Dia für die Stanford-Parameter:

Die Halbwertszeit für den Tuschek-Effekt und die Coulomb-Streuung an den Kernen des Restgases variiert nur um eine halbe Größenordnung, die Halbwertszeiten für die Streuung an den Elektronen des Restgases und für die Bremsstrahlung am Restgas fallen um eine Größenordnung im Energiebereich von 1 bis 4 GeV.

Es dominiert mit einem Faktor  $F \approx 30$  die Bremsstrahlung - die Lebensdauer wird im betrachteten Energiebereich vor allem durch die Bremsstrahlung begrenzt.

Die gesamte Halbwertslebensdauer ist bei 1 GeV nur 24 % kleiner und bei 2 GeV 10 % kleiner als die Lebensdauer auf Grund des Bremsstrahlungsprozesses.

Daraus folgt aber für den Druck, daß für gleiche Lebensdauern erheblich höhere Partialdrucke für kleine Z von der Größenordnung 1 als für große Z zulässig sind.

Das erleichtert das Vakuumproblem sehr: Als Restgase in UHV - Systemen finden sich vor allem  $H_2$  und CO (Vorgriff).

Der Partialdruck von  $H_2$  stört dabei nicht.

#### 1.5. Abschätzung des zulässigen Gesamtdruckes

Die Diskussion zeigt das starke Überwiegen des Teilchenverlustes durch Bremsstrahlung am Restgas. Das gibt die Möglichkeit, den Druck, der im Speicher-Ring aufrecht erhalten werden muß, abzuschätzen.

Bestimmende Prozesse für die Lebensdauer  
(Stanford - Proposal)

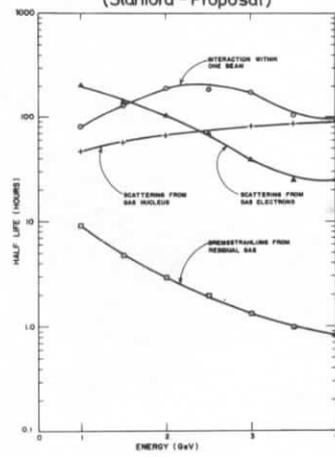
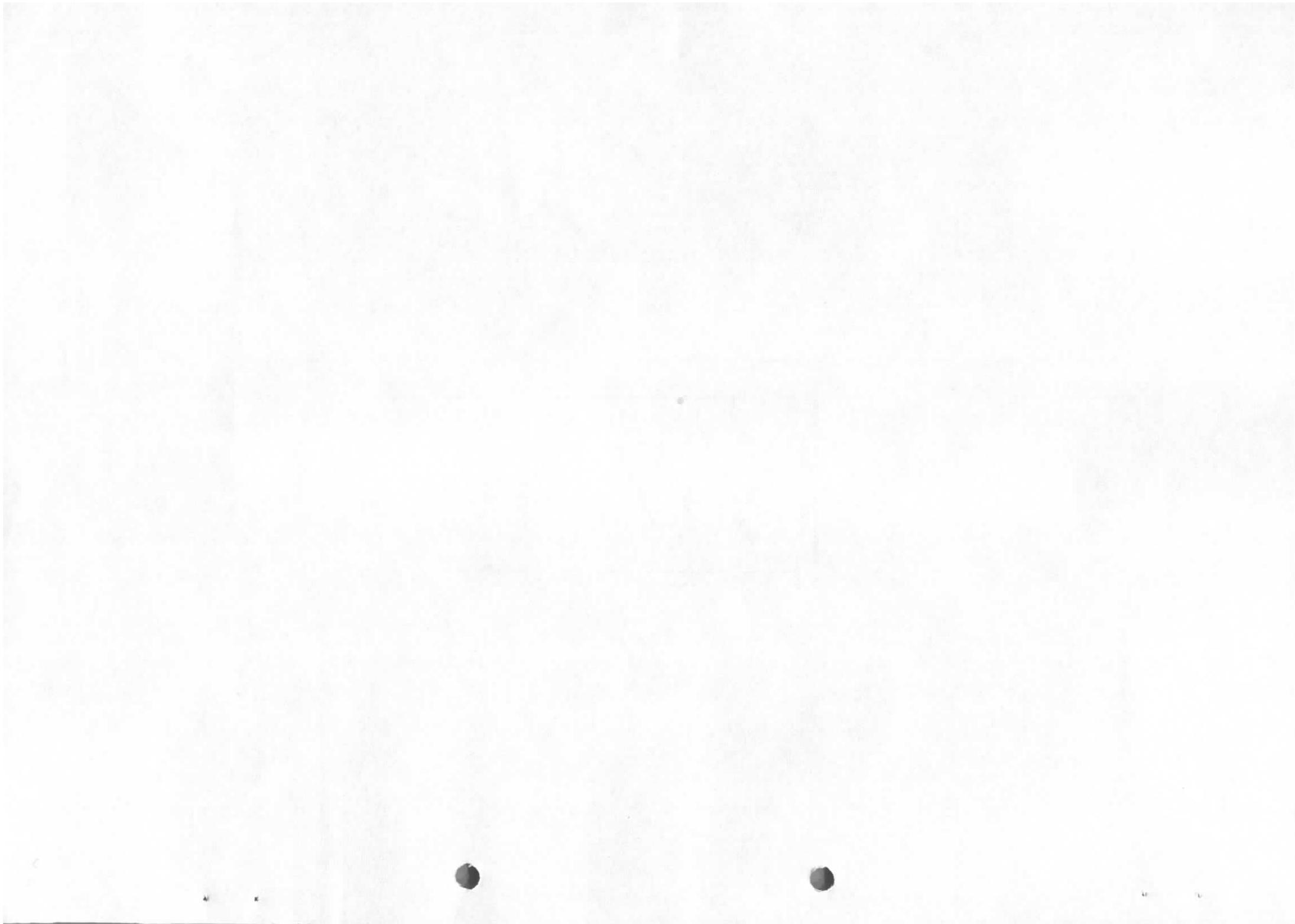


Abb.1



Annahme: Maximal zulässige Energieabweichung

$$\Delta E = \pm 0,5 \%$$

Dann gilt

$$W(\Delta E) = \ln \frac{E}{\Delta E} = \ln 200 = 5,3$$

oder Abfall der Intensität auf  $\tau_{1/e}$  nach  $\Delta X = 0,19$  Strahlungslängen.

Weitere Annahme: Abfall auf 1/e soll in  $T = 10^4$  sec  $\hat{=}$  2,8 Stunden erfolgen.

Es wird mit Stickstoffäquivalenten gerechnet, da vorwiegend CO auftritt (Vorgriff).

Dann gilt:

$$P = P_0 \cdot \frac{X_{N_2} \cdot \Delta X_{1/e}}{T \cdot c} \quad (\text{CEA 117, S. 17})$$

$P_0$  : Druck unter Normalbedingungen

$X_{N_2}$  : Strahlungslänge von  $N_2$

$\Delta X_{1/e}$  : Bruchteil der Strahlungslänge für Abfall auf 1/e

$c$  : Lichtgeschwindigkeit

$T$  : Abfallzeit

Als Zahlenbeispiel erhält man dann:

$$P = 760 \cdot \frac{350 \times 0,19}{10^4 \times 3 \cdot 10^8} = 1,5 \cdot 10^{-8} \text{ Torr}$$

## 2. Verhalten von Ultrahochvakuumsystemen

### 2.1. Grundgleichung

Der Druck in einem Vakuumsystem ändert sich nach folgender Differentialgleichung:

$$\frac{dP}{dt} = \frac{S}{V} \left[ -P(t) + P_B + \frac{\Sigma Q}{S} \right]$$

$S$  : Sauggeschwindigkeit ( $l \cdot \text{sec}^{-1}$ )

$P$  : Druck (Torr)

$V$  : Volumen (l)

$P_B$  : "Basisdruck" - erreichbarer Enddruck der verwendeten Pumpen (Torr)

$\Sigma Q$  : Summe aller Desorptionsanteile ( $\text{Torr} \cdot l \cdot \text{sec}^{-1}$ )

Im allgemeinen hängen die Anteile  $Q_i$  der  $\Sigma Q_i$  noch von der Zeit  $t$  und der Temperatur  $T$  ab:

$$Q_i = Q_i(t, T)$$

Dann lassen sich keine einfachen Lösungen angeben.

Mit der Annahme, daß die  $Q_i$  unabhängig von  $t$  und  $T$  sind, erhält man als spezielle Lösung:

$$P(t) = \left( P_0 - P_B - \frac{\Sigma Q}{S} \right) e^{-\frac{S}{V} t} + P_B + \frac{\Sigma Q}{S}$$

oder wegen  $P_0 \gg P_B + \frac{\Sigma Q}{S}$

$$P(t) \approx P_0 e^{-\frac{S}{V} t} + P_B + \frac{\Sigma Q}{S}$$

Man sieht unmittelbar, daß das System in Bezug auf den Enddruck durch  $P_B$  und  $\frac{\Sigma Q}{S}$  bestimmt ist.

## 2.2. Einfluß des Basisdrucks $P_B$

$P_B$  wird klein gehalten durch entsprechende Auswahl der Pumpen.

Forderung:  $P_B \sim 10^{-10}$  Torr

Es können benutzt werden:

Öl- oder Quecksilberdiffusionspumpen mit stickstoffgekühltem Baffle

Anlagen arbeiten über lange Zeiten - eventuell Wochen - aber nicht kontinuierlich.

Trotz der Baffle lassen sich im UHV-Bereich immer noch viele Massen im Bereich von 15 - 30 Masseneinheiten nachweisen - (Bruchstücke des Treibmittels).

Vorteile: Große Saugleistung

Nachteile: "Dreckiger"

Molekularpumpen

Vorteile: lange Standzeiten, große Saugleistung

Ölfreies Vakuum

Auch Edelgase werden gut abgesaugt (Kompression in erster Näherung nur abhängig von Molekulargewicht).

### Adsorptionspumpen

Zum Vorpumpen geeignet bei Tiefkühlung des Adsorbens  
(Zeolith)

Hinterher Ausheizen erforderlich

Doppeltes System notwendig für kontinuierliches Arbeiten

### Ionengetterverdampferpumpen

Große Saugleistung

Schlechte Regelung

Verbrauch des Betriebsmittels hoch (Titan)

### Ionengetterzerstäuberpumpen (Sputter-Pumpen)

Kleinere Saugleistung

Treibmittelfrei

Bequeme elektrische Regelung, gleichzeitig Druckanzeige

Schlecht für Edelgase

Gasabgabe beim Anfahren

### Kryopumpen

Bei Kühlung mit nicht abgepumpten He gut für alle Gase  
außer H<sub>2</sub> und He

Extreme, saubere Verhältnisse

## 2.3. Desorptionsanteile ( $\Sigma Q$ )

$$\Sigma Q = Q_D + Q_L + Q_S$$

$Q_D$  : Normale Desorptionsrate (Temperatureffekte)

$Q_L$  : "Leckrate"

$Q_S$  : Desorptionsrate, die durch die Synchrotronstrahlung induziert wird.

$Q_S$  wird zunächst zurückgestellt und ausführlich im  
Teil 3 behandelt.

### 2.3.1. Normale Desorption $Q_D$

Die Masse der Moleküle sitzt auf den Wänden:

Bei  $10^{-11}$  Torr:  $n_{\text{volumen}} \approx 5 \cdot 10^5 \cdot \text{cm}^{-3}$

$n_{\text{wand}} \approx 10^{15} \cdot \text{cm}^{-2}$  (monomolekulare Schicht)

Frage: Bindungsarten?

Alle Möglichkeiten:

Physisorption (Van der Waals - Bindung)

bis

starke Chemisorption

Rohes Modell (Hobson)

(Trend. S. 40 - 38)

$$\frac{d n_w}{dt} = - \frac{n_w}{\tau} \cdot e^{-\frac{E_a}{RT}}$$

$n_w$  : Zahl der gebundenen Teilchen

$\tau$  : Zeitkonstante

$E_a$  : Aktivierungsenergie

Lösung: 
$$n_w(t) = n_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau} \left( e^{-\frac{E_a}{RT}} \right)}$$

Bei kleiner Temperaturerhöhung nimmt die Zahl der gebundenen Teilchen sehr viel schneller ab.

Berechnete Desorptionskurven für Modellfall:

100 cm<sup>2</sup> mit Monoschicht Gas bedeckt:

$$n_w(0) = 1.5 \cdot 10^{-5} \text{ Torr l} \cdot \text{cm}^{-2}$$

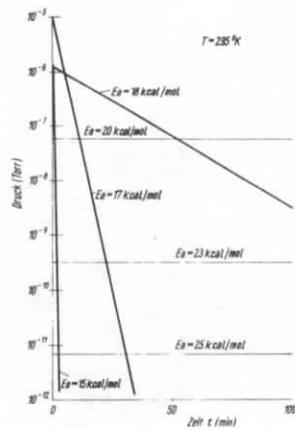
Pumpgeschwindigkeit

$$S = 1 \text{ l} \cdot \text{sec}^{-1}$$

Bei Raumtemperatur erhält man die Ergebnisse von Abb. 2

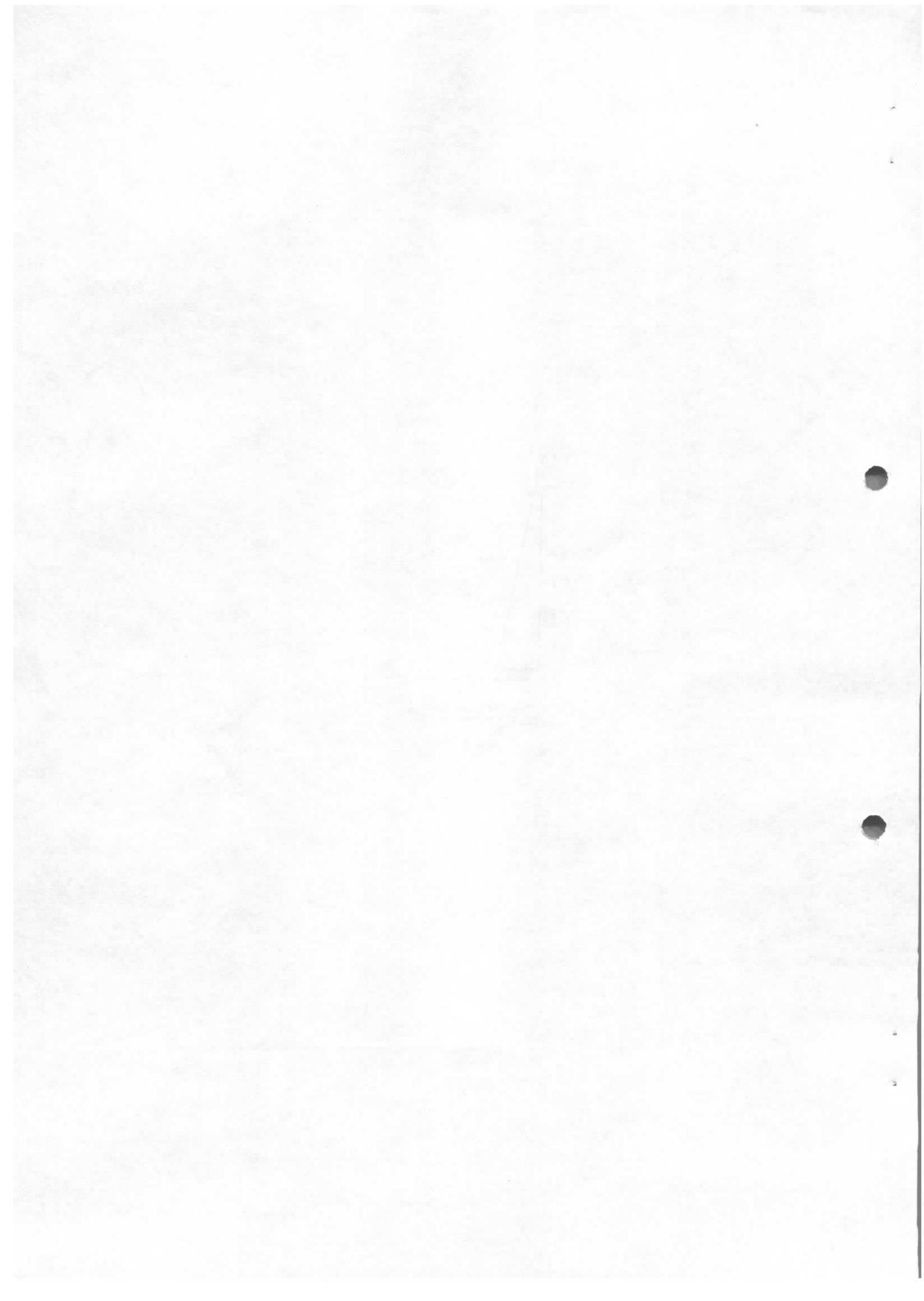
Zu Abb. 2

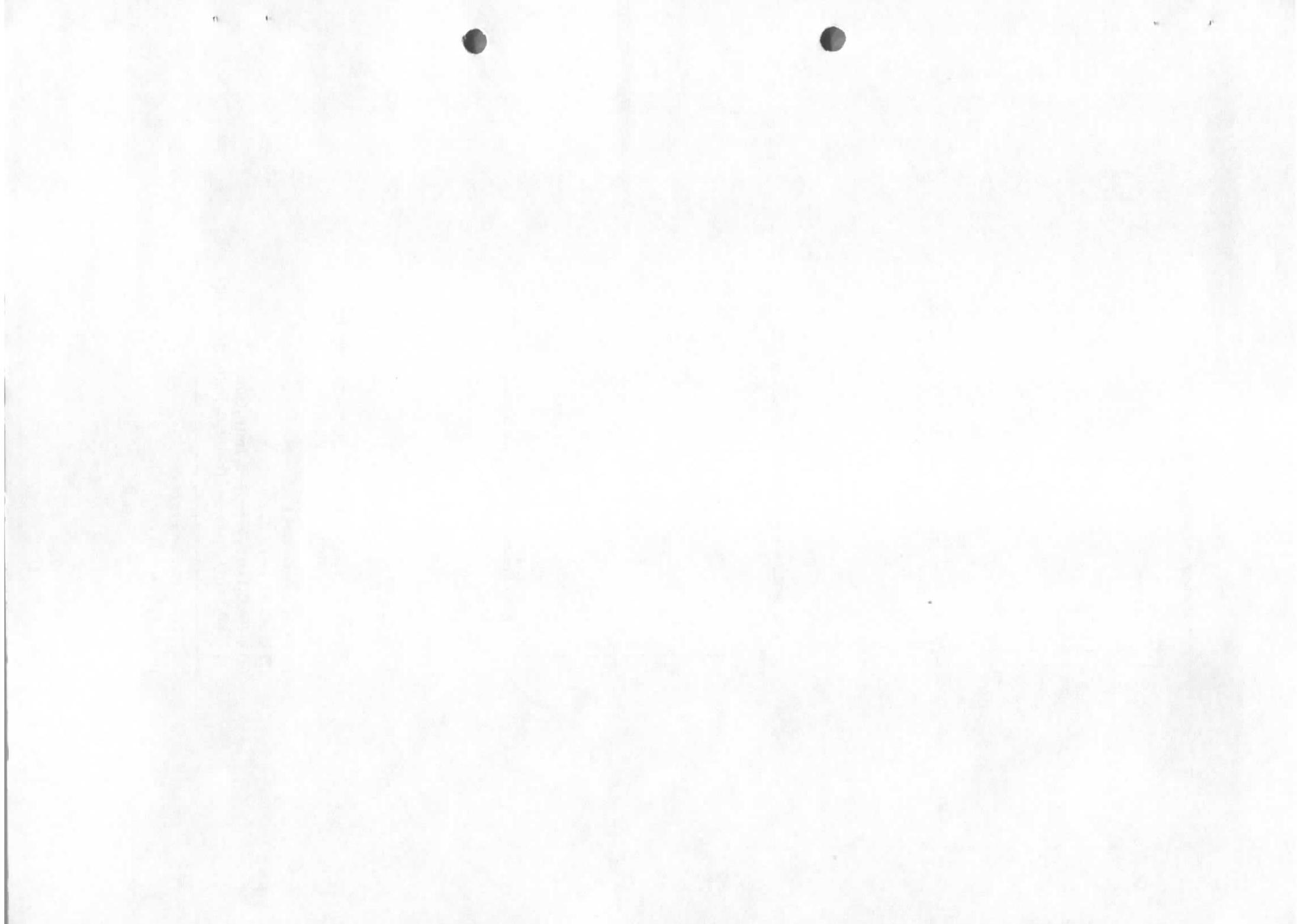
1. Moleküle mit  $E_a \ll 17 \text{ Kcal} \cdot \text{mol}^{-1}$  desorbieren so stark, daß das UHV-Gebiet schnell erreicht wird.
2. Moleküle im Bereich  $18 \text{ kcal} \cdot \text{mol}^{-1} \ll E_a \ll 23 \text{ kcal} \cdot \text{mol}^{-1}$  machen das Erreichen von UHV bei Zimmertemperatur unmöglich.
3. Moleküle mit  $E_a \ll 24 \text{ kcal} \cdot \text{mol}^{-1}$  desorbieren bei Zimmertemperatur so langsam, daß sie nicht stören.



Theoretische Desorptionskurven für verschiedene Bindungsenergien bei 295° K (nach HOBSON [3.5])

Abb. 2





Gaszusammensetzung vor dem Ausheizen

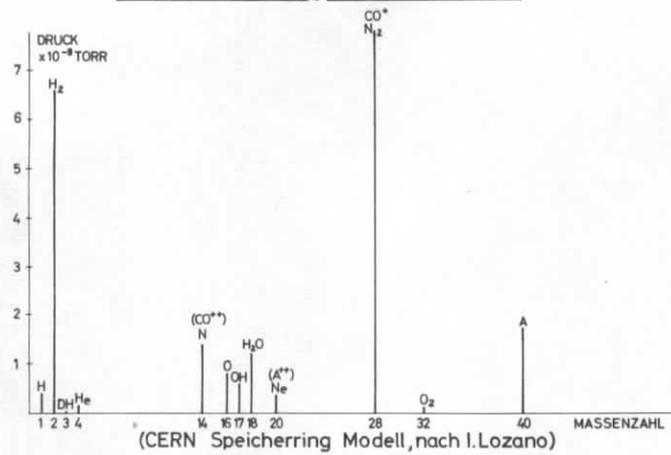


Abb. 7

Gaszusammensetzung während des Ausheizens auf 300°C

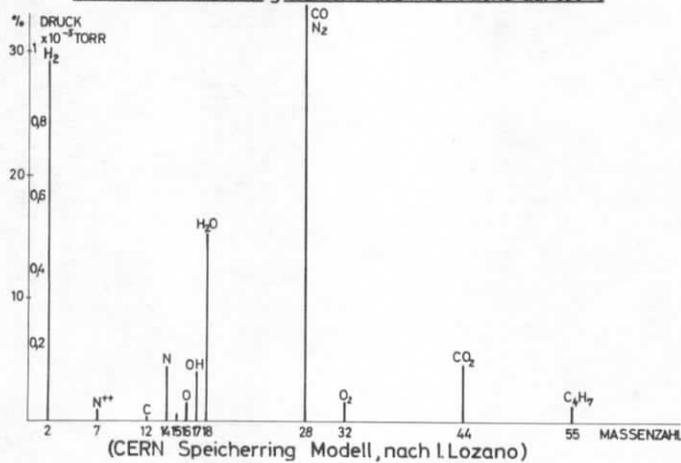


Abb. 8

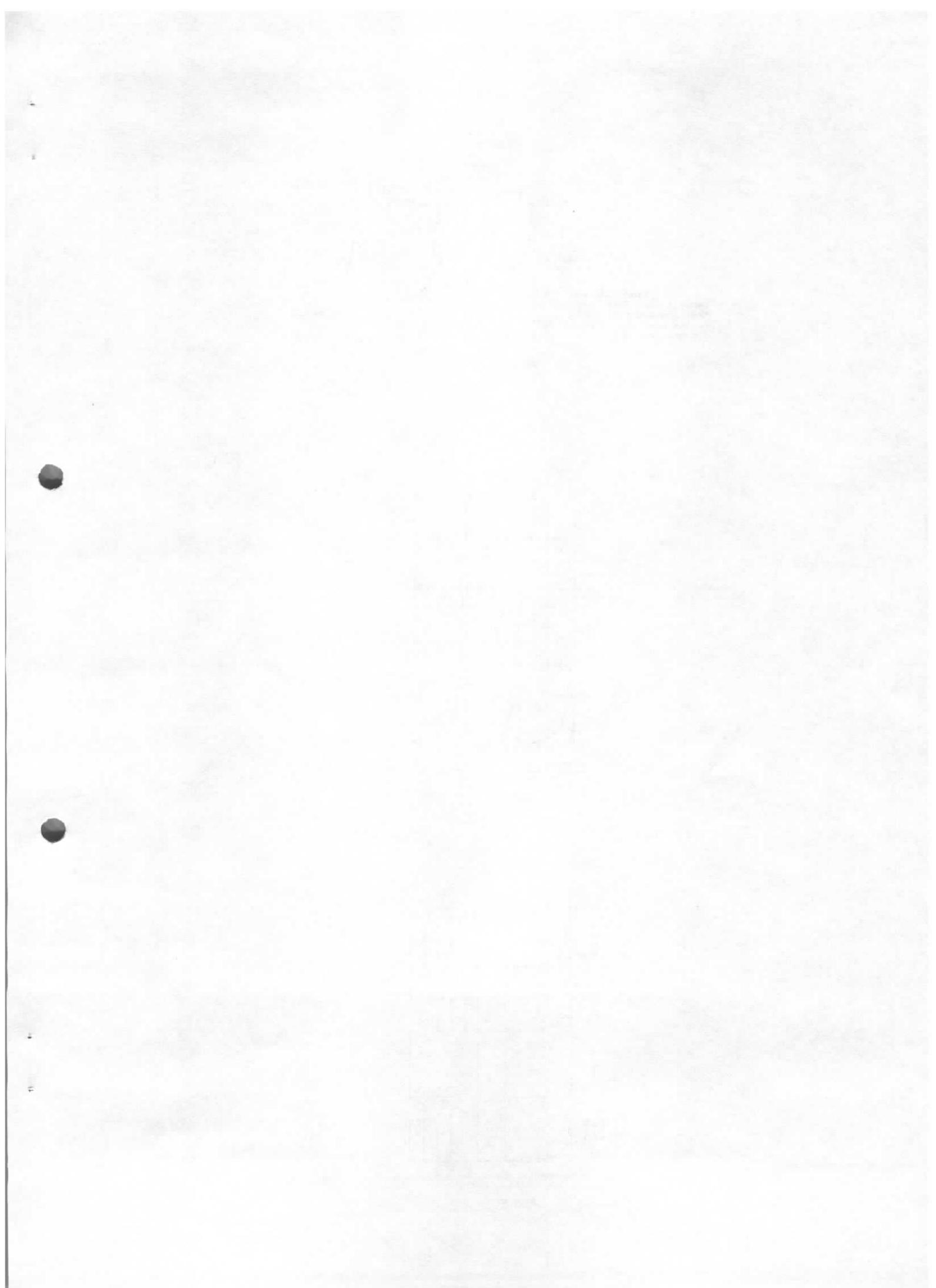
Oxidationsprozeß zur Freisetzung von H<sub>2</sub>  
(nach I. Lozano, CERN)

- (1)  $\text{Fe} + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{FeO} + \text{H}_2 \uparrow$
- (2)  $2\text{FeC} + \frac{1}{2}\text{O}_2 \rightarrow \text{Fe}_2\text{O}_3$
- (3)  $m(\text{Fe}_2\text{O}_3) + n\text{H}_2\text{O} \rightarrow (\text{Fe}_2\text{O}_3)_m(\text{H}_2\text{O})_n$
- (4)  $(\text{Fe}_2\text{O}_3)_m(\text{H}_2\text{O})_n + \text{Fe} \rightarrow \text{OFe} + (\text{Fe}_2\text{O}_3)_m(\text{H}_2\text{O})_{n-1} + \text{H}_2 \uparrow$

Zusätzlicher Prozess:

- (5)  $\text{C} + \text{FeO} \rightarrow \text{CO} \uparrow + \text{Fe}$

Abb. 9



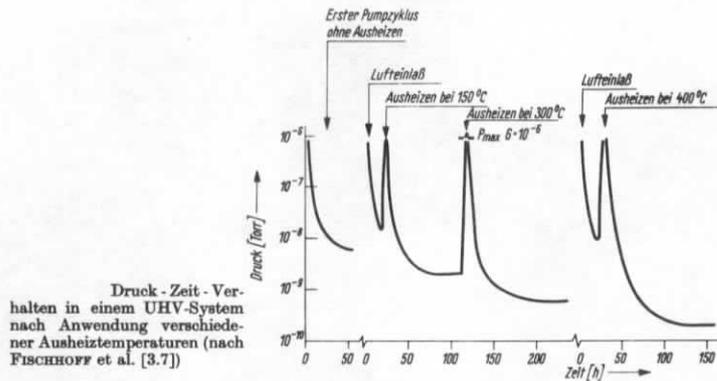


Abb.4

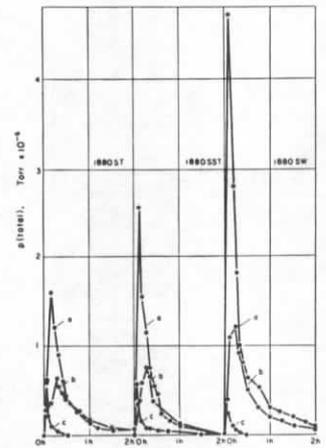


Abb.5

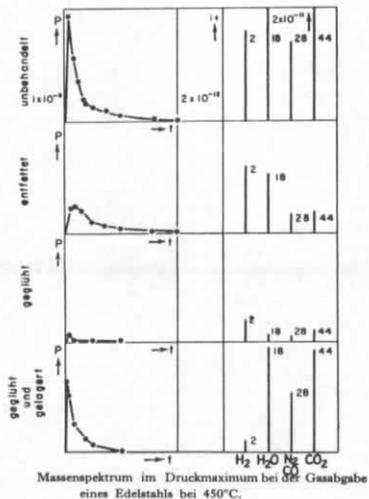


Abb.6

2.3.1. Abschließende Bemerkungen zur Desorption

Erreichbare spezifische Desorptionsraten  $\bar{Q}_D$ :

(Spezifische Desorptionsrate  $\bar{Q}_D$ ; Desorptionsrate  $Q_D$  pro Flächeneinheit.)

Sorgfältig gereinigt, nicht ausgeheizt, Endwert nach langer Pumpzeit:

$$\bar{Q}_D \sim 1 \cdot 10^{-8} \text{ Torr l} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \quad (\text{Trend. S. 45})$$

Zusätzlich lange auf  $450^\circ \text{C}$  ausgeheizt:

Glas:  $\bar{Q}_D \sim 1 \cdot 10^{-14} \text{ Torr l} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$

Metall:  $\bar{Q}_D \sim 1 \cdot 10^{-12} \text{ Torr l} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$

Bedeutung für Speicherringe

Metallkammer (Edelstahl):

Länge:

$$L \approx 2 \cdot 10^4 \text{ cm}$$

Äquivalente Kammerbreite  $B^X$  pro Längeneinheit (mit Reserve):

$$B^X \approx 200 \text{ cm}$$

(Vorgriff!)

Desorptionsrate nach langem Ausheizen:

$$Q_D \sim 2 \cdot 10^4 \cdot 2 \cdot 10^2 \cdot 10^{-12} = 4 \cdot 10^{-6} \text{ Torr l} \cdot \text{sec}^{-1}$$

Bild zu optimistisch, da wahre Oberfläche meist schlechter (Rauhigkeit etc.), Berücksichtigung durch Gewichtsfaktor:

$$f \approx 5$$

liefert Desorptionsrate  $Q_D$ :

$$Q_D \approx 2 \cdot 10^{-5} \text{ Torr l} \cdot \text{sec}^{-1}$$

Erforderliche Pumpgeschwindigkeit bei gewünschtem Gesamtdruck  $1 \cdot 10^{-9} \text{ Torr}$ :

$$S \approx \frac{2 \cdot 10^{-5}}{1 \cdot 10^{-9}} = 2 \cdot 10^4 \text{ l} \cdot \text{sec}^{-1}$$

Vorhanden: Breites Spektrum aller Aktivierungsenergien  $E_a$ , deshalb T möglichst noch wählen!

Ein "integrales" Beispiel für den Druck-Zeit-Verlauf in einem UHV-Pumpstand zeigt Abb.4.

Es handelt sich um einen Pumpstand mit  $P_B = 2 \cdot 10^{-10}$  Torr

Deutlich erkennbar, daß zum Erreichen eines Druckes unter  $10^{-9}$  Torr in endlicher Zeit  $T > 400^\circ\text{C}$  gewählt werden muß.

Abhängigkeit von Material und Vorbehandlung:

Beispiel: Verhalten verschiedener Edelstähle

1. Den Druckverlauf beim Ausheizen zeigt Abb. 5  
(entnommen aus einer Arbeit von Nöller und Flecken).  
Maßstab beachten ( $10^{-6}$  Torr)
2. Den zugehörigen Partialdruck im Druckmaximum beim Ausheizen zeigt Abb. 6

Desorbierte Moleküle treten mit Massenzahlen im Bereich 2 - 44 auf. Bei der unbehandelten Probe treten zusätzlich noch Kohlenwasserstoffe mit höherer Masse auf.

Ein weiteres Beispiel aus der Praxis zeigen Messungen am CERN-Storage Ring aus der Gruppe von Fischer (I. Lozano, CERN SR/63 - 14).

Die gezeigten Abbildungen 7 und 8 zeigen den Zustand der Vakuumkammer des Storage-Ring-Modells vor und während des Ausheizens. (Die Edelstahlkammer wurde elektrolitisch poliert)

Pumpsystem des CERN-Speicherring-Modells:

Turbomolekularpumpen mit Ionengetterpumpen.

Das gemessene Argon kommt aus den Ionengetterpumpen zurück.

Zusätzliche chemische Reaktion:

Möglich Oxidation von Fe, die zur Freisetzung von  $\text{H}_2$  führt - Abb. 9

Reduktion von  $\text{FeO}$  durch C liefert  $\text{CO}$  (CERN/SR/63-14, S. 13)

Begründung für Ausheizen auf 450° C und sorgfältige Oberflächenbehandlung:

Ohne diese Maßnahmen würde sich ergeben:

$$S \approx 4 \cdot 10^7 \text{ l} \cdot \text{sec}^{-1}$$

Dieser Wert der Pumpleistung könnte gerade eben erreicht werden, wenn die gesamte Wand der Kammer als Pumpe mit dem theoretischen spezifischen Saugvermögen

$$\bar{S}_{\text{theor}} = 11,7 \text{ l} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$$

ausgebildet würde, man erhält:

$$S_{\text{theor}} = 4 \cdot 10^6 \cdot 11,7 \approx$$

$$S_{\text{theor}} \approx 4,5 \cdot 10^7 \text{ l} \cdot \text{sec}^{-1}$$

Beachten: Zahlenwerte grobe Schätzungen!

Verwendbare Materialien

Edelstähle (vorwiegend)  
OFHC - Kupfer

} Rezipienten

Titan?

Adsorber für Synchrotronstrahlung

Monel

Inconel

}

Für Dichtflächen

Keramik

Isolatoren

Gold

Dichtungen (Vergleich Kupfer - Gold)

2.3.2. Lecks: Anteil  $Q_L$

2.3.2.1. Dichtungen

Bestes Dichtmittel mit Abstand Golddraht (getempert),  
Feingold 1,5 mm  $\emptyset$ :

Zusammenpressung auf 40 % des Durchmessers

Anpressdruck:  $P_A \quad 700 - 900 \text{ Kp.cm}^{-1}$

Flansche halten etwa nur 50 Ausheizzyklen sicher aus.

Schlechter Kupfer: zu hohen Anpressdruck

sehr schlecht: Silber, Aluminium (Trend. S. 158-159)

#### 2.3.2.2. Ventile

Viele Typen angeboten mit Golddichtungen und mechanischer Betätigung (Atlas, Granville - Philips etc.)

Nicht geschlossen ausheizbar

Besser: Hydraulische oder pneumatische Betätigung  
(z. B. Balzers)

Ausheizbar bis 450° C in geschlossenem Zustand

Dichtungen auch Konus aus Monel oder Inconel

Erreichbare spezifische Leckraten  $\bar{Q}_L$  pro cm Dichtlänge  
bei  $250 \text{ Kp.cm}^{-1}$  Anpressdruck:

$$\bar{Q}_L \quad 10^{-10} \text{ Torr l.sec}^{-1} \text{.cm}^{-1}$$

Falls zu groß: Druckerniedrigung auf Außenseite!

#### 2.3.2.3. Drehdurchführungen

Magnetisch: Bis 100 cm Kp

"Katzenschwanzprinzip"

#### 2.3.2.4. Permeationsraten $Q_{LP}$

Im allgemeinen überschätzt, meist zu vernachlässigen.

Z.B.

Edelstahl: Für  $H_2$ :  $\frac{Q_{LP}}{F} = \bar{Q}_{LP}$

$$\bar{Q}_{LP} \quad 1 \cdot 10^{-15} \text{ Torr l.sec}^{-1} \text{ cm}^{-2}$$

Andere Gase nicht messbar (Trend. S. 36)

### 3. Strahlungsinduzierte Desorption $Q_s$

#### 3.1. Leistungsinput durch Synchrotronstrahlung

Bei Protonenspeicherringen keine Synchrotronstrahlung, dafür aber höhere Vakuumforderungen in der Kreuzungszone (Untergrund!)

#### Synchrotronstrahlungsverlust

Auf Radius R umlaufendes Elektron strahlt pro sec ab:

$$N \sim \frac{E^4}{R^2} \quad (\text{Schwinger; DESY A2.101 - S. 6})$$

Zahlenwert:

$$N \approx 6,5 \cdot 10^{-7} \frac{E^4}{R^2} \text{ W.m}^2 \cdot \text{GeV}^{-4}$$

Pro Meter der Kammerwand erhält man:

$$N_w \sim \frac{E^4}{k^3}$$

$$N_w \approx 1,0 \cdot 10^{-7} \frac{E^4}{R^3} \text{ W.m}^3 \cdot \text{GeV}^{-4}$$

Damit erhält man z.B. als Zahlenbeispiel für Stanford bei 3 GeV und 1A pro Strahl:

Umlaufende Teilchen:

$$N_e \approx 4,15 \cdot 10^{12}$$

Für mittleren Radius von R = 34,7 m:

$$N_w \approx 2,8 \cdot 10^3 \text{ W.m}^{-1}$$

In den Ablenkmagneten steigt die Leistung stark an:

R ≈ 10 m

$$N_w \approx 3,4 \cdot 10^4 \text{ W.m}^{-1}$$

Die Leistung wird abgestrahlt vor allem

1. im weichen Röntgengebiet  
(einige KeV)
2. in sehr engem Winkelbereich einiger  $10^{-1}$  mrad

Die Verhältnisse zeigen die Abb. 10 und 11 für die geometrischen Abmessungen von DESY. Da der Krümmungsradius etwa gleich dem der Speicherringe ist, können die Ergebnisse verwendet werden.

Die Strahlung trifft die Kammerwand in zwei sehr engen Bereichen von einigen  $10^{-1}$  mm Höhe mit großer Leistungsdichte.

Deshalb ist auf jeden Fall ein besonderes Strahlungstarget zur Abführung der Wärme vorzusehen.

### 3.2. Größe der Synchrotronstrahlungsdesorptionsrate $Q_s$ : Experimentelle Ergebnisse

Stanford - 500 MeV - Speicherringe lieferten als experimentelles Ergebnis folgendes Gesetz:

Die Abgasrate  $Q_s$  pro mA des umlaufenden Stroms ist gegeben durch

$$Q_s = \frac{E^{2,5}}{300} \sum_i f_i (q_b) \text{ Torr l.sec}^{-1} \cdot \text{mA}^{-1} \cdot \text{MeV}^{-2,5}$$

(St.Pr. S. 33 - 1)

$E$  = Energie in MeV

$f_i$  = Abgasraten der Gasart  $i$ : monotone, abnehmende Funktionen des integrierten Strahlstromes

$q_b$  = Integrierter Strahlstrom

Größenordnung der  $f_i$  in Torr l.sec $^{-1}$ .mA $^{-1}$   
(Strahlstrom 20 - 100 mA):

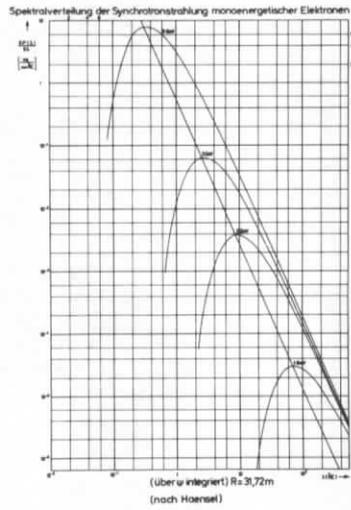


Abb.10

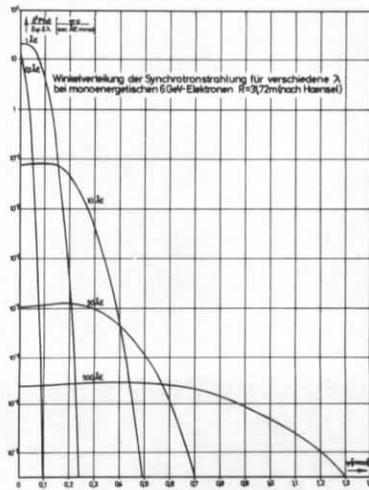
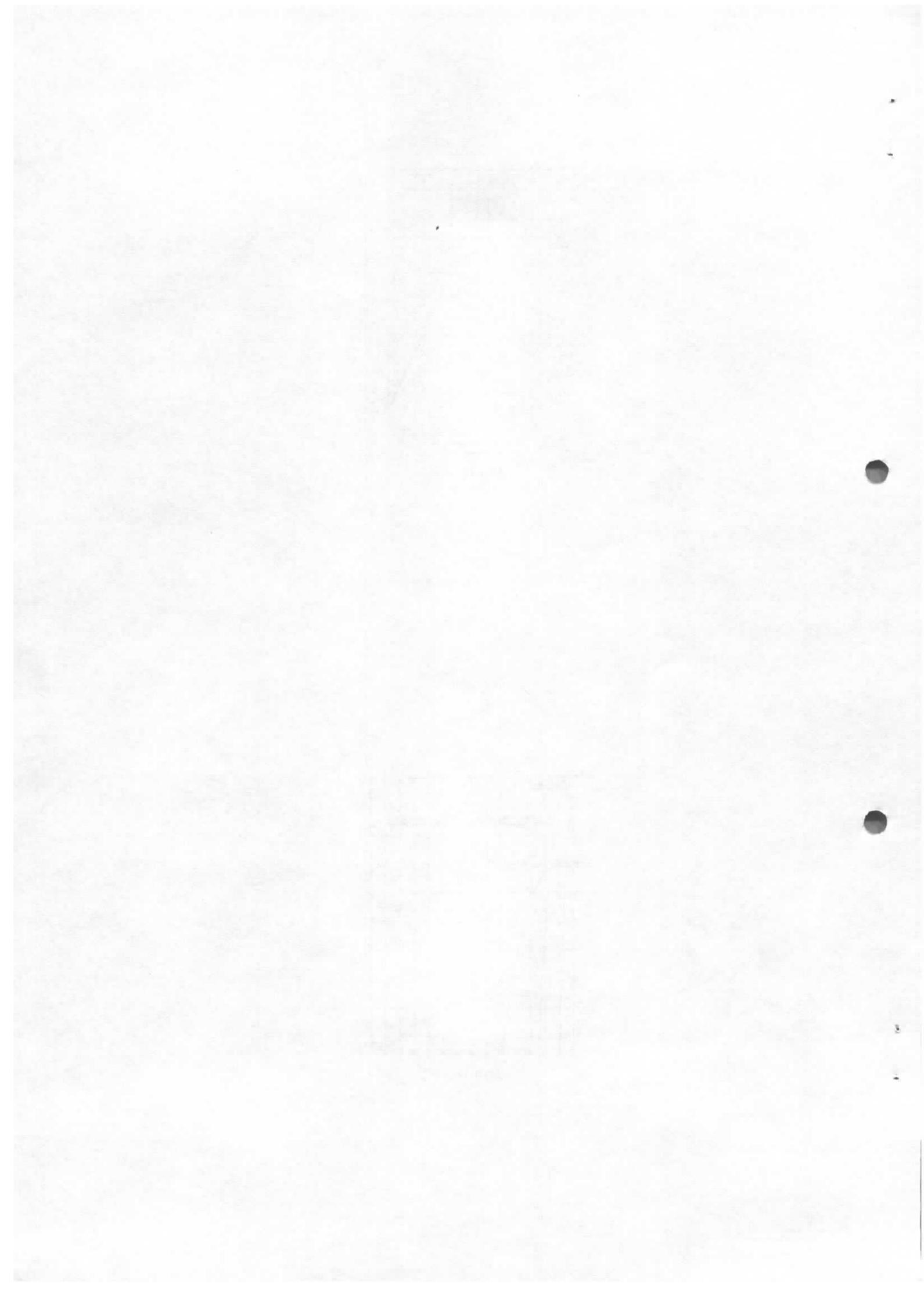


Abb.11



Nach dem Start:

$$f_{CO}(0) = 7,5 \times 10^{-7}$$

$$f_{CO_2}(0) = 2,4 \cdot 10^{-7}$$

$$f_{H_2}(0) = ./.$$

$$f_A(0) = 6,3 \cdot 10^{-9}$$

Nach 5 A · h:

$$3,3 \cdot 10^{-8}$$

$$< 1 \cdot 10^{-9}$$

$$6,5 \cdot 10^{-8}$$

$$2,4 \cdot 10^{-10}$$

Der gesamte Gasanfall hat also beim Beginn des Evakuierens die Größe:

$$Q_S(0) \sim 1 \cdot 10^{-6} \text{ Torr l. sec}^{-1} \text{ mA}^{-1}$$

und nach 5 Amperestunden:

$$Q_S(5) \sim 1 \cdot 10^{-7} \text{ Torr l. sec}^{-1} \text{ mA}^{-1}$$

Aus der gefundenen Abhängigkeit kann man mit Hilfe der bekannten Ansätze für die Synchrotronstrahlung ein Extrapolationsgesetz herleiten:

Die Zahl der abgestrahlten Photonen pro Elektron ist gegeben durch:

$$N(w)dw = K \frac{E^4}{R^2} \cdot \frac{1}{hw} \cdot f\left(\frac{w}{w_C}\right) d\left(\frac{w}{w_C}\right)$$

(Schwinger; Stan. Pr. S 86 - 2)

N : Photonenzahl

w : Frequenz

K : Konstante, unabhängig von R, w,  $w_C$ , E

$\hbar$  :  $\frac{h}{2\pi}$

E : Energie des strahlenden Elektrons

R : Bahnradius

Annahme:

Die Desorption pro Photon soll folgendem Gesetz gehorchen:

$$\epsilon = \eta \cdot w^n$$

$\epsilon$  : Desorptionswahrscheinlichkeit pro Photon und Wellenlängenintervall

$\eta$  : Konstante

$n$  : Willkürlicher, offener Index

Die Gesamtgasabgabe  $\rho$  ist dann gegeben durch:

$$\rho = \eta \int_0^{\infty} N(w) w^n dw$$

(Stan. Pr. S. 87-5)

Ergebnis:

$$\rho = K^x \frac{E^{3n+1}}{R^n}$$

$\rho$  : Gasabgabe pro A des zirkulierenden Stroms

$K^x$  : Konstante

Gefunden wurde am 500-MeV-Speicherringssystem:

$$\rho \sim E^{2,5}$$

Daraus folgt:

$$n = \frac{1}{2}$$

und als Extrapolationsgesetz

$$\rho \sim \frac{E^{2,5}}{R^{1/2}}$$

Anwendung des Extrapolationsgesetzes

Für Stanford erhält man bei 3 GeV: folgende Desorptionsrate:

$$Q_S(\text{CO}) \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ Torr l. sec}^{-1}$$

(Stanf. Pr. S. 35)

Vergleich mit der Desorptionsrate  $Q_D$  durch normale Wanddesorption:

$$Q_D(\Sigma) \approx 2 \cdot 10^{-5} \text{ Torr.l. sec}^{-1} \quad (17)$$

Das System wird also vor allem durch die von der Synchrotronstrahlung verursachte Desorption  $Q_S$  bestimmt, die normale Desorption  $Q_D$  kann dagegen vernachlässigt werden.

Erforderliche Pumpgeschwindigkeiten:

Stanford (3 GeV):  
(Stanf. Pr. S.35)

$$S \approx 2 \cdot 10^5 \text{ l. sec}^{-1}$$

$$(P_{\text{CO}} \approx 2,5 \cdot 10^{-8} \text{ Torr})$$

CEA (3 GeV):  
(CEAL-TM-117, S 26)

$$S \approx 4 \cdot 10^5 \text{ l. sec}^{-1}$$

Die erforderlichen Pumpgeschwindigkeiten können wegen des großen lokalen Gasanfalls nur durch längs des Rings verteilte Pumpenanordnungen erreicht werden.

3.3. Modellvorstellungen zur Frage der Desorption  $Q_S$  durch Synchrotronstrahlung:

3.3.1. Direkte (einstufige) Photodesorption

Die direkte Photodesorption erfolgt mit einer Wahrscheinlichkeit  $q_D$

$$q_D \sim 10^{-8} \text{ Moleküle} \cdot \text{Photon}^{-1} \quad (\text{Stanf. Pr. S. 32})$$

|| Diese (gemessene) Photodesorptionsrate ist um etwa 2 Größenordnungen zu klein zur Erklärung der experimentell gefundenen Desorptionsraten.

### 3.3.2. Garwin-Modell (Mehrfachdesorption)

Garwin (Stanford) schlägt Mehrfachmodell vor:

Erste Stufe: Erzeugung von Photoelektronen mit einer mittleren Erzeugungswahrscheinlichkeit  $\eta_e$

$$\eta_e \sim 0,1 \quad (\phi \approx 10^\circ)$$

Die Erzeugung ist stark winkelabhängig:

$$\eta_e \sim \frac{1}{\sin \phi} \quad (\phi > 10^\circ)$$

(Formgebung des Auffängers)

Die gebildeten Photoelektronen werden durch das Magnetfeld dauernd auf die Kammerwand zurückgebogen und desorbieren dabei Wandmoleküle.

Dieser Folgeprozess wurde z.B. bei CEA von G.F. Fischer und R.A. Maack sehr sorgfältig in Modellversuchen untersucht. (CEAL-1013)

Ein Beispiel dieser Untersuchungen zeigt Abb.12

für Kupfer, nicht für Edelstahl

Als Desorptionsrate  $q_D$  pro Elektron wurde z.B. für Kupfer gefunden:

$$q_D \sim 1 \cdot 10^{-5} - 1 \cdot 10^{-4} \text{ Moleküle} \cdot \text{Photon}^{-1}$$

Entscheidend ist auch hier die Oberflächenbeschaffenheit

Desorption von Edelstahl bei Elektronenbeschuß  
 (nach G.E.Fischer und R.A.Mack, CEA)

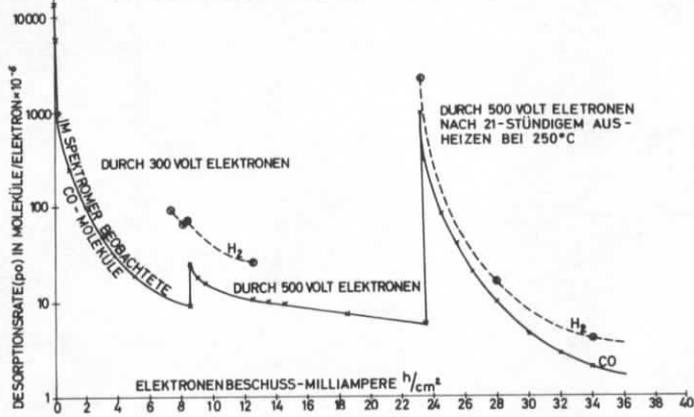


Abb.12

THE UNIVERSITY OF CHICAGO



der untersuchten Proben - durch "Schmutz" kann die Anregungsenergie leicht um

$$\Delta E_a = 0,5 \text{ eV}$$

geändert werden.

Die gesamte Desorptionsrate pro Photon erhält man als Produkt:

$$q \sim 0,1 \cdot (10 - 100) \cdot 10^{-6} \text{ Moleküle/Photon}$$

Damit ist die Diskrepanz zwischen den gefundenen Desorptionsraten im 500 MeV-Speicherringssystem und der Größenordnung der einfachen Photodesorption quantitativ geklärt.

#### 4. Möglichkeiten der technischen Realisierung (CEA und Stanford):

##### 4.1. Pumpsystem

##### 4.1.1. Vorpumpsystem Pumpleistung:

Das Vorpumpsystem dient zum Wegschaffen großer Gasmassen beim Herunterpumpen des Systems.

Notwendiger Enddruck:

$$p_v \approx 1 \cdot 10^{-6}$$

(nötig, damit die Ionengetterpumpen nicht zu sehr belastet werden).

##### Vorgeschlagene Lösungen:

CEA: 100 Adsorptionspumpen mit Zeolith  
Wechselweise (paarweise) gekühlt und geheizt

##### Begründung:

Preis, Ölfreiheit

Stanford: (20?) Molekularpumpen

Vorteil: Bequemere Service, kontinuierlicher Betrieb

Nachteil: Preis

#### 4.1.2. Hauptpumpensystem

Aufteilung in 2 Teile

##### 4.1.2.1. Pumpen zur Beseitigung des normalen Desorptionsgasanfalls $Q_D$

Bei beiden Vorschlägen wurden Ionengetterpumpen verwendet.

Erforderliche Pumpleistung:

$$S \approx 2.5 \cdot 10^4 \text{ l. sec}^{-1}$$

CEA : 50 x 500 l

Stanford: 48 x 500 l

Die Pumpen sind in den geraden Stücken angebracht (je 2 pro Stück).

Zur Erreichung des entsprechenden Enddruckes von  $10^{-9}$  Torr dürfen die Pumpen erst von  $10^{-6}$  Torr an betrieben werden.

##### 4.1.2.1. Pumpen zur Beseitigung des Gasanfalls $Q_S$ , der durch die Synchrotronstrahlung induziert wird:

In Frage kommen wegen der großen Gasmengen nur Systeme, die längs der Vakuumkammer verteilt sind.

Notwendige Saugleistung:

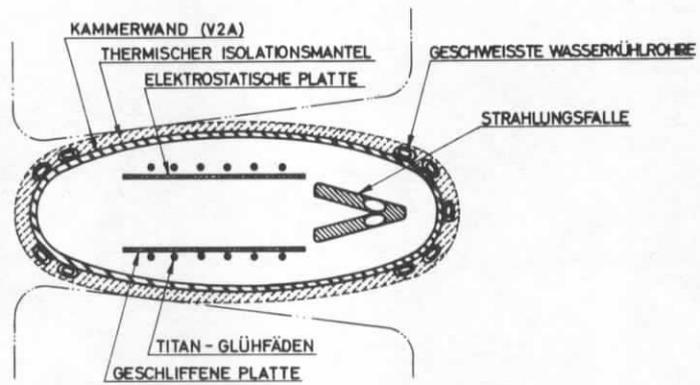
$$S = (2-4) \cdot 10^5 \text{ l. sec}^{-1}$$

CEA : Vorgeschlagen verteiltes System von Ionengetterverdampferpumpen

Vorteile: Preis

Nachteil: Verdampftes Titan muß von Zeit zu Zeit entfernt werden ("Belüften!") deshalb als Lösung praktisch schlecht brauchbar.





Querschnitt einer geplanten Vakuumkammer  
(CEA - Proposal)  
Abb.13

Querschnitt einer projizierten Vakuum-Kammer  
(Stanford - Proposal)

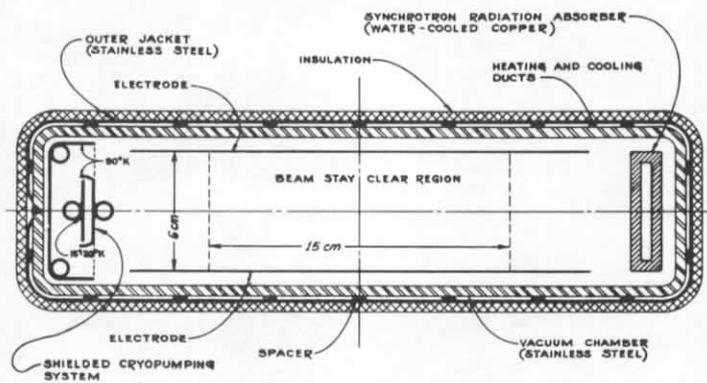


Abb.14

Stanford: Verteilte doppelte Kryopumpe

Äußerer Teil stickstoffdruckgekühlt,  $T < 90^{\circ}\text{K}$

Innerer Teil heliumgekühlt  $15^{\circ}\text{K} < T < 19^{\circ}\text{K}$

Erforderliche Leistung des Helium-Verflüssigers:

$N \sim 1 \text{ KW}$

(Stanf. Prop. S. 38)

Nachteil: Höherer Preis

Vorteil : Immer saubere Oberflächen, beliebig oft reversibel ausheizbar, Kryosystem pumpt auch Edelgase (außer Helium), kann aber  $\text{H}_2$  nicht pumpen.

Ionengerät pumpsystem pumpt  $\text{H}_2$ , aber keine Edelgase.

Ideale Kombination!

(für  $\text{H}_2$  Leitwert der Kammer noch ausreichend)

#### 4.2. Vakuorkammern

Material: Edelstahl (Keramik), Kupfer  
Ausheizbar bis  $450^{\circ}\text{C}$

4.2.1. Den CEA-Vorschlag zeigt Abb. 13

4.2.2. Den Stanford-Vorschlag zeigt Abb. 14

#### 4.3. Preise

CEA: 710000,- US \$ = 6,1 % der Bausumme  
(CEA-Prop. S. 23)

Stanford: 1368000,- US \$ = 11,0 % der Bausumme

## 5. Schlußbemerkungen

(Eigene Pläne)

Die dominierende Rolle aller Werkstoff- und Oberflächenprobleme wurde gezeigt.

Deshalb wird vorgeschlagen:

### 5.1. Bau eines kleinen UHV-Versuchsstandes

Er dient zur

- a) Prüfung der apparativen Methoden und zum Erlernen der Meßmethodik
- b) Prüfung von käuflichen Bauelementen (Ventilen, Pumpen etc.)
- c) Durchführung von Materialversuchen:  
Abhängigkeit von der Vorbehandlung, Schweißproben etc.
- d) Eventuell Nachprüfung der CEA-Desorptionsversuche, bzw. Weiterführung für andere Materialien.

### 5.2. Bau einer Modellkammer

Stück einer Kammer mit überlagertem Magnetfeld und Kryopumpeneinheit, angeschlossen an HF-Cavity mit HF-Versorgung.