

Lineare Beschleuniger

Prinzip (elektrostatischer Beschleuniger):

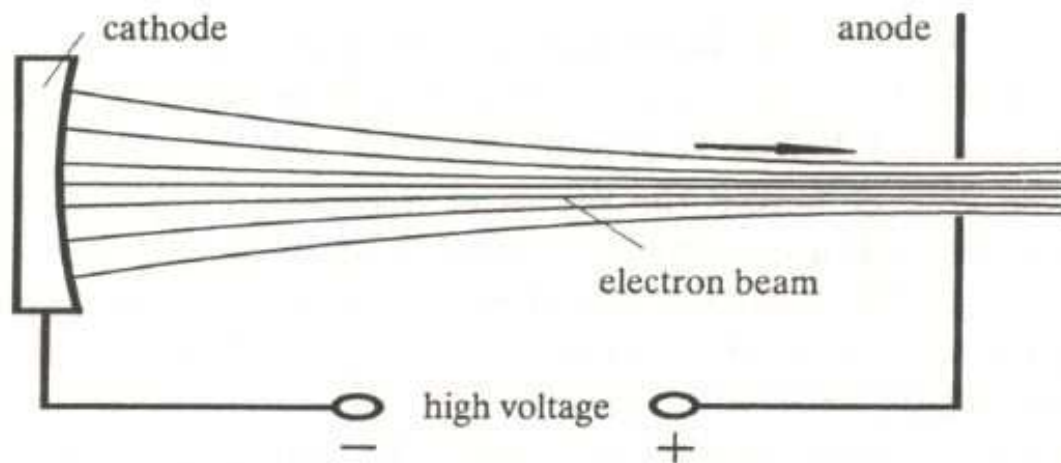


Fig. 2.1. Principle of electrostatic accelerators

- Teilchen mit Ladung Ze aus Quelle (hier: Kathode) . . .
- . . . durchlaufen Potentialdifferenz $U \equiv \Delta\phi$ zu einer Lochelektrode (hier: Anode) . . .
- . . . erzielen Energiegewinn $\Delta E = Ze \cdot U$.
(übliche Einheit: $1 \text{ eV} \approx 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$)

(Nach diesem Prinzip funktionieren auch (Fernseh-) Bildröhren)

- ⇒ höhere Energie \leftrightarrow höhere Potentialdifferenzen
- Entwicklung von Hochspannungsquellen (HV-Quellen):
Greinacher-Kaskade, van de Graaff, Tesla-Transformator, Marx-Generator
- Limitierung durch HV-Überschläge und -Entladungen

HV-Quellen

Greinacher (1921):

- ▷ Ausgangsspannung nach n Stufen:

$$U = 2nU_0 - \Delta U - \delta U$$

- ▷ Spannungsabfall unter Laststrom I :

$$\Delta U = \frac{2\pi I}{\omega C} \cdot \left(\frac{2}{3}n^3 + \frac{1}{4}n^2 + \frac{1}{12}n \right)$$

- ▷ Brummspannung unter Laststrom I :

$$\delta U = \frac{2\pi I}{\omega C} \cdot \frac{n(n+1)}{2}$$

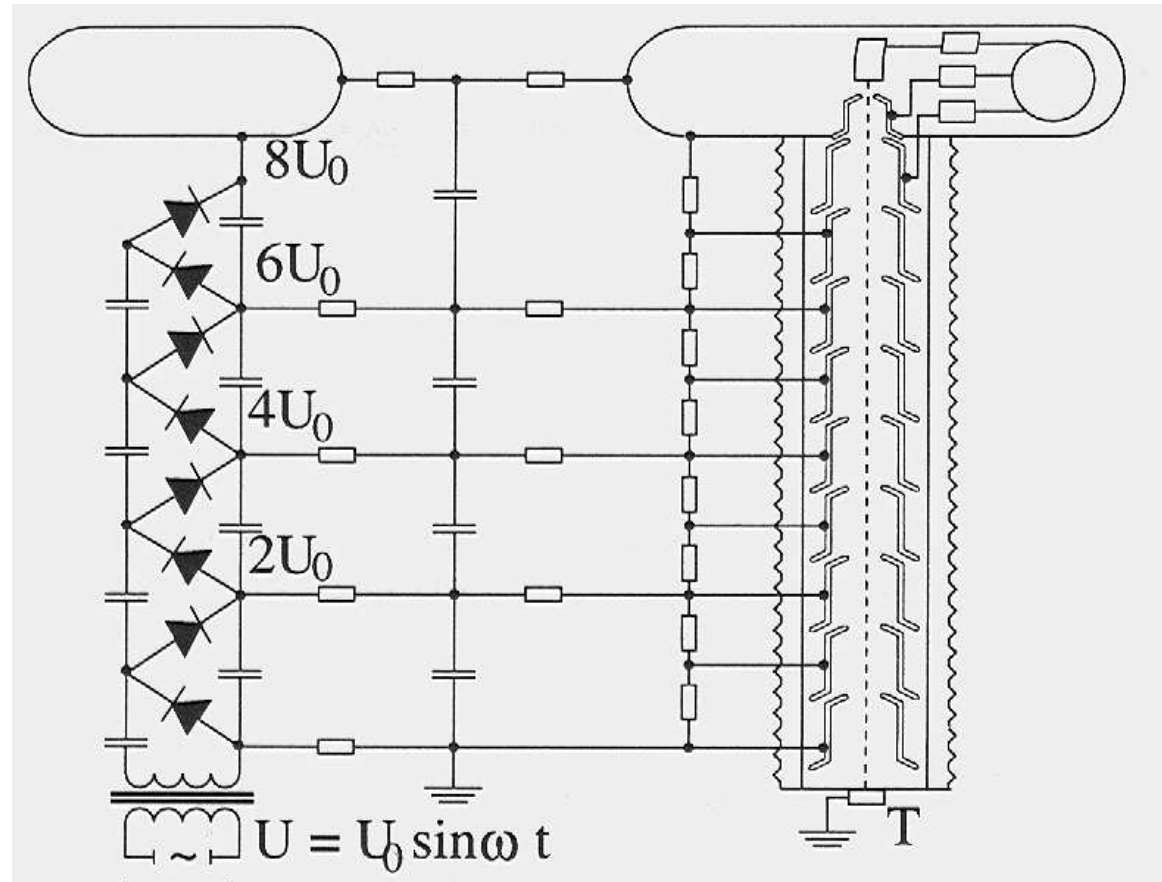
(Für Bildröhren typischerweise $n = 3$ Stufen)

Typische Werte:

- $C = 1-10 \text{ nF}$
- $U_0 = 700-1500 \text{ kV}$
- $\omega = 2\pi \cdot 10 \text{ kHz}$
- $I_{\max} \approx 100 \text{ mA}$

⇒ Einsatz für Vorbeschleuniger und Injektoren

(zunehmend durch Quadrupol-Radiofrequenz-Beschleuniger (RFQ-Linacs) ersetzt)

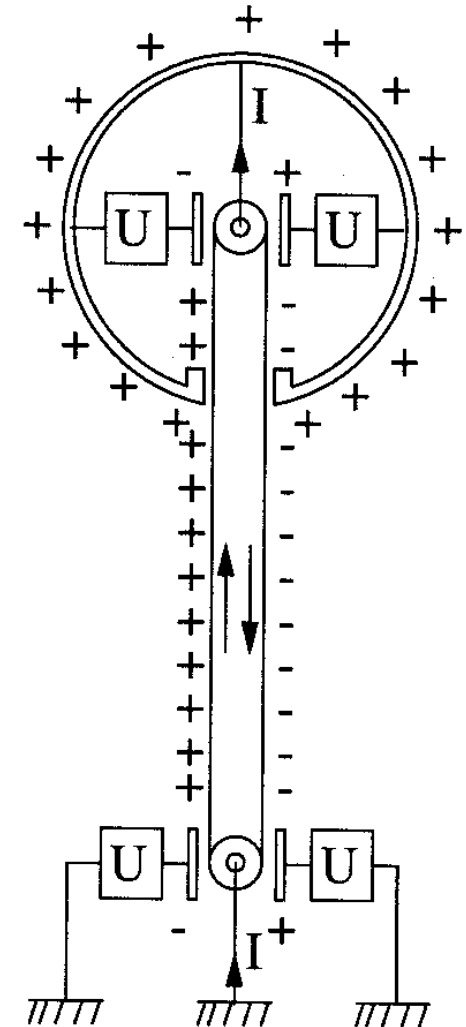
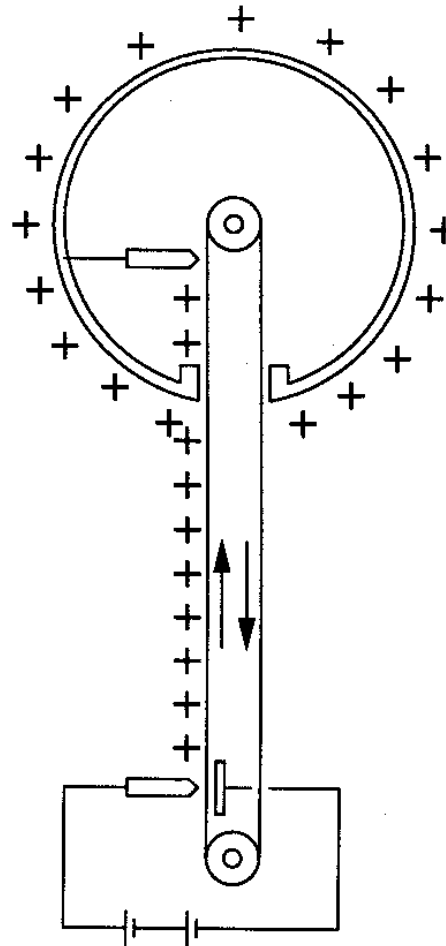


van de Graaff:

- ▷ elektrische Ladung δQ auf isoliertes Transportband aufgesprüht
- ▷ innerhalb Hohlraum-Kondensator abgegeben
- ▷ Kapazität eines Kugelkondensators:

$$C = 4\pi\epsilon\epsilon_0 R$$
- ▷ Hochspannung für $Q = \sum \delta Q$:

$$U = Q/C$$
- ▷ Limit: i.W. durch Korona-Entladung
- bis ~ 20 MV, wenn in Drucktank mit isolierendem Gas, z.B. SF₆, N₂, CO₂, gefüllt bei hohem Druck → Pascheneffekt (Isolationsvermögen $\propto 1/\text{Druck}$)
- doppelter Ladungstransports durch zusätzliche Influenz-Spannungsquellen



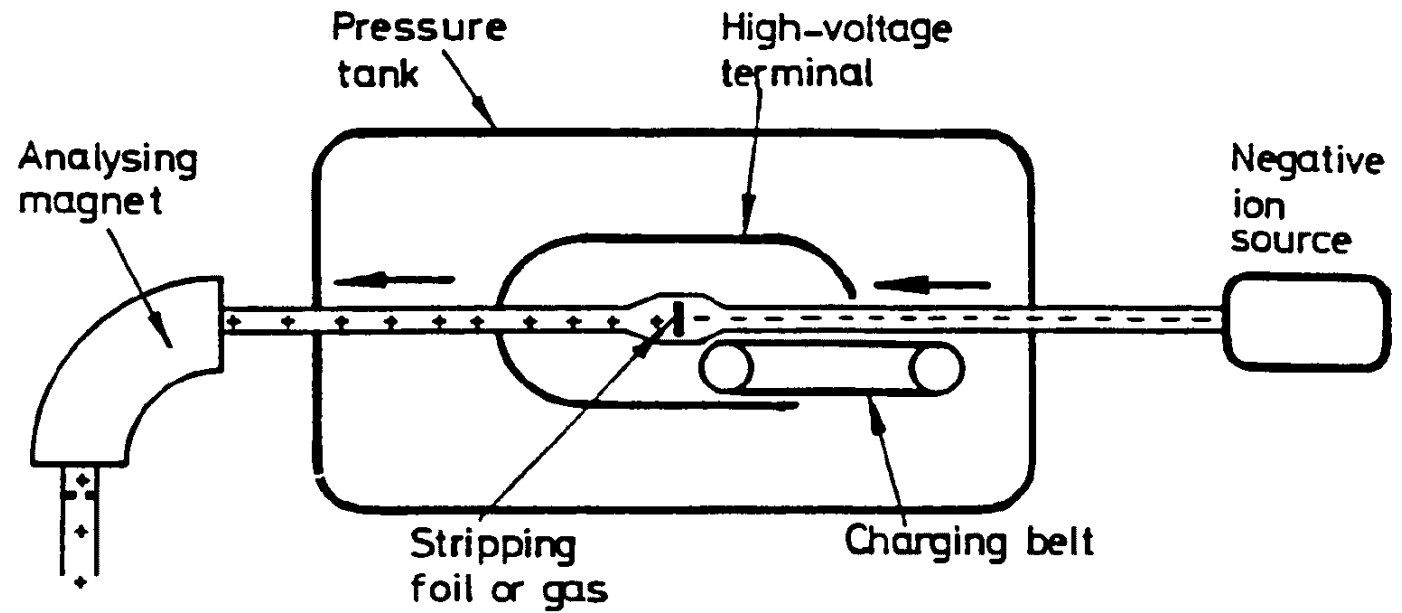
Ausführungen: *Laddertron* (Metallklammern auf Transportband), *Pelletron* (Metallkugeln)



Abbildung 13: 5 MV van de Graaff im Hahn-Meitner-Institut, Berlin

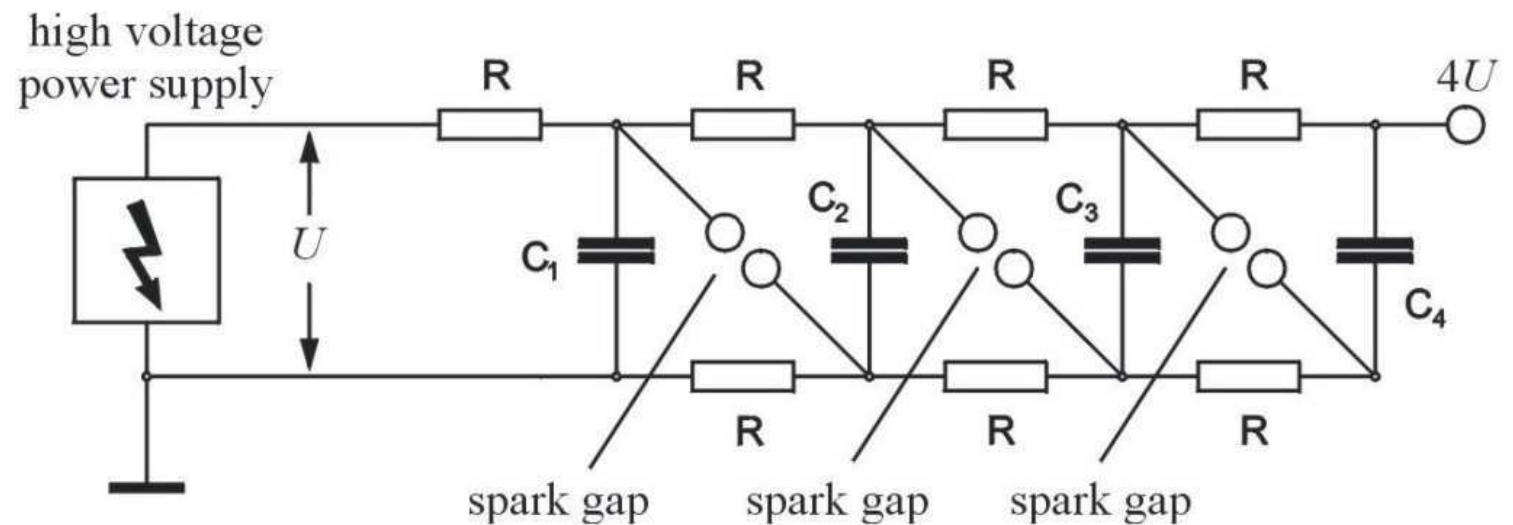
Tandem-Beschleuniger:

- ▷ zunächst negativ geladene Ionen beschleunigt,
- ▷ im Zentrum positiv umgeladen (z.B. durch dünne (Stripper-)Folie),
- ▷ erneut volles elektrost. Potential zur Beschleunigung



Marx-Generator:

- ▷ zunächst Aufladung parallel-geschalteter Kondensatoren aus HV-Quelle langsam über Widerstände R
 - ▷ Reihenschaltung der Kondensatoren schlagartig über Funkenstrecken
- kurze Spannungspulse ($\ll 1 \mu\text{s}$) bis $\sim 100 \text{ kV}$

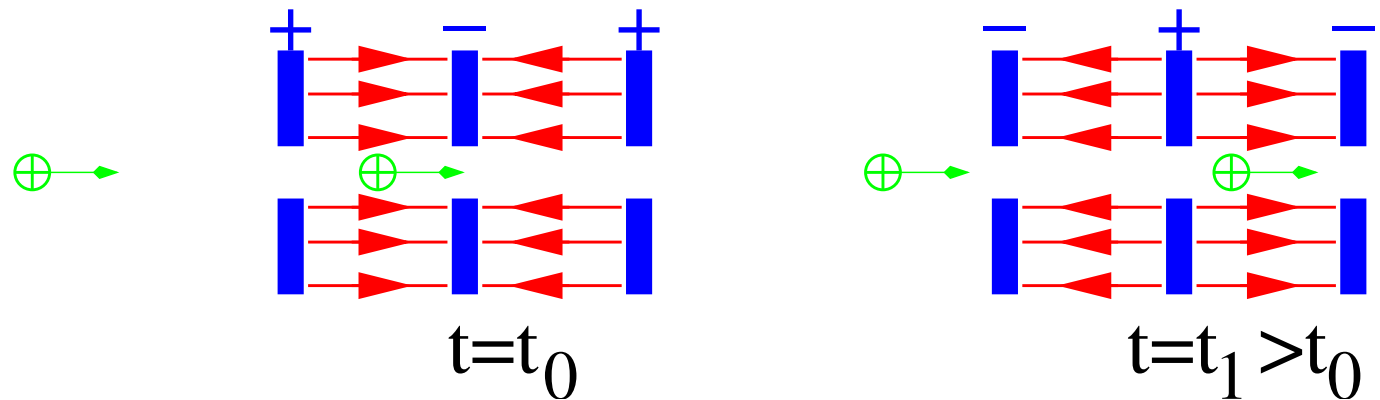


⇒ Einsatz z.B. in gepulsten Quellen, Induktions-Linacs (Beschleunigung mit Induktionsspannung: $\partial B_\phi / \partial t = -E_z$)

Beschleunigung mit HF-Feldern

Beschleunigung erfordert:

- ▷ longitudinales \vec{E} -Feld
- ▷ richtige Polarität (Synchronität)
- ▷ gebündelte Teilchen im Strahl
("bunched beam")
- ▷ Bunchlänge $l \ll \beta\lambda_{\text{RF}}/2$
($v = \beta c$)
- ▷ Bunchabstand $L_B = n\beta\lambda_{\text{RF}}$,
 $n \in \mathbb{N}$



⇒ Isings Idee (1924), Wideröes Realisierung (1928):

Lineare Kette von Beschleunigungstrecken mit HF-Generator verbunden

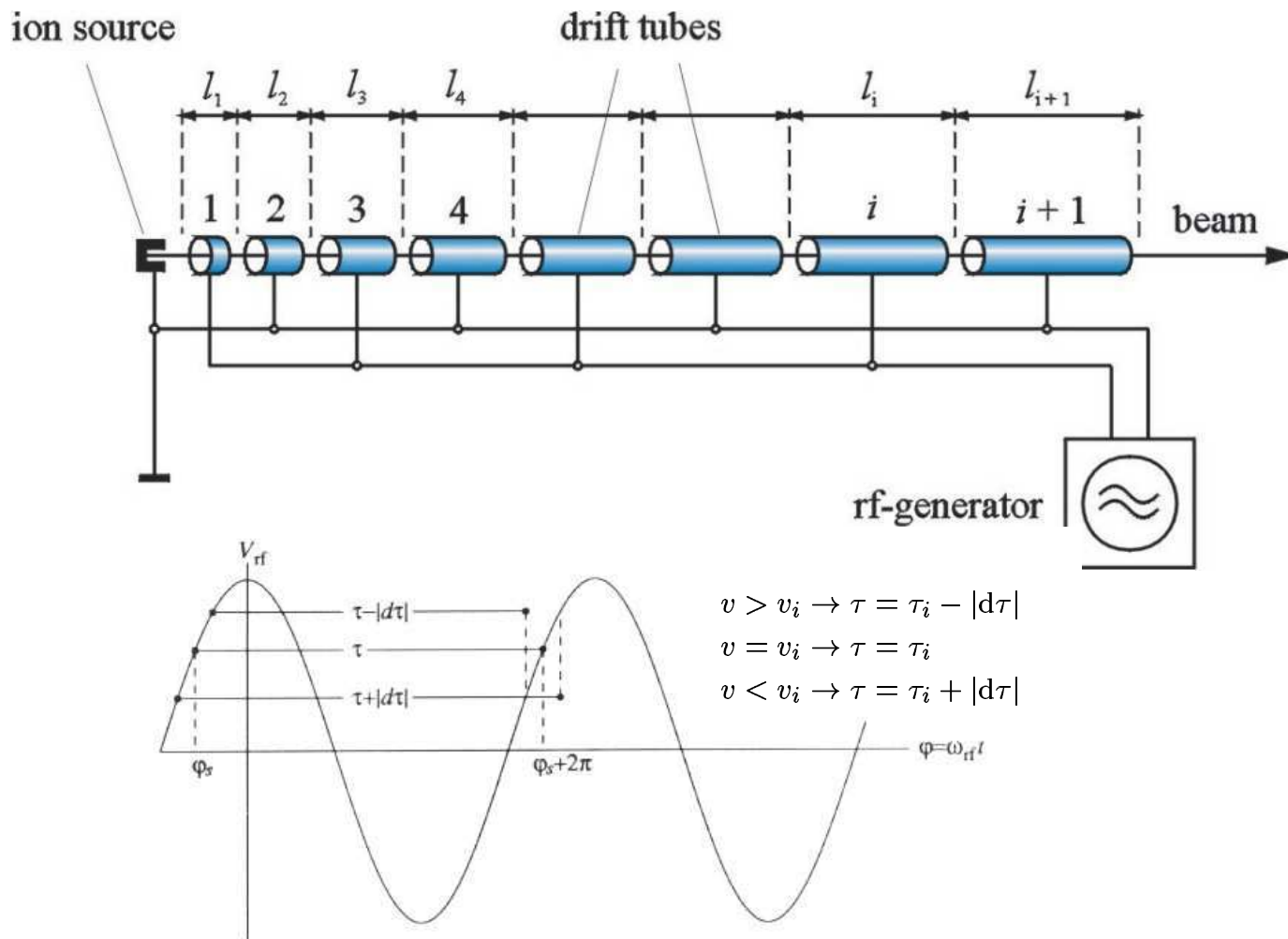


Figure. 9.7 A graphical demonstration of the phase-stability principle in a linac. The effective transition energy is always infinite, since $\eta_{tr} = 1/\gamma^2 > 0$.

▷ Referenzphase $\varphi_s < \pi/2$ und $\Delta E_{kin} < eU_0 \Rightarrow$ Phasenstabilisierung

l_i und λ_{RF} bestimmen $\Delta E_{kin} \Rightarrow$ Beschleunigerenergie festgelegt !

- ▷ Driftröhren mit HF verbunden
- ▷ beschleunigendes \vec{E} -Feld \rightarrow Teilchen zwischen Driftröhren
- ▷ sonst im feldfreien Raum einer Driftröhre
- \Rightarrow Teilchen "surft" auf elektromagnetischer Welle (mit Phase φ_s)

▷ kinetischer Energiegewinn:

$$\Delta E_{kin} = eU_0 \cdot \sin \varphi_s$$

▷ Flugzeit von $i \rightarrow i + 1$:

$$\tau_i = l_i/v_i = \frac{1}{2}T_{RF} = \lambda_{RF}/2c$$

▷ kinet. Energie nach i :

$$E_{kin,i} = \frac{1}{2}mv_i^2$$

\Rightarrow für $v \ll c$:

$$l_i = \frac{\lambda_{RF}}{c} \sqrt{i \cdot \frac{eU_0 \cdot \sin \varphi_s}{2m}} \propto \sqrt{i}$$

\Rightarrow für $v \sim c$: $l_i = \frac{\lambda_{RF}}{2}$

Einige Überlegungen zur offenen Struktur von Wideröes-Linearbeschleuniger:

- Länge der i ten Driftröhre: $L_i < l_i = \frac{1}{2}v_i/\nu_{\text{RF}} \propto 1/\nu_{\text{RF}}$

z.B. $v_i \approx c/2$ und $\nu_{\text{RF}} = 7 \text{ MHz} \rightarrow l_i \approx 10.7 \text{ m} !$

→ sehr langer Beschleuniger für geringe Frequenzen

→ höhere Frequenzen $\nu_{\text{RF}} \leftrightarrow$ kürzerer Beschleuniger

- mittlere Abstrahlleistung eines Dipols: $\bar{P} \propto \nu_{\text{RF}}^4$

→ Abstrahlverluste steigen mit vierter Potenz der Frequenz

→ geringere Frequenzen $\nu_{\text{RF}} \leftrightarrow$ geringere HF-Verluste

⇒ geschlossene HF-Struktur → HF-Resonatoren (Cavities) in Alvarez-Struktur verhindern Abstrahlverluste

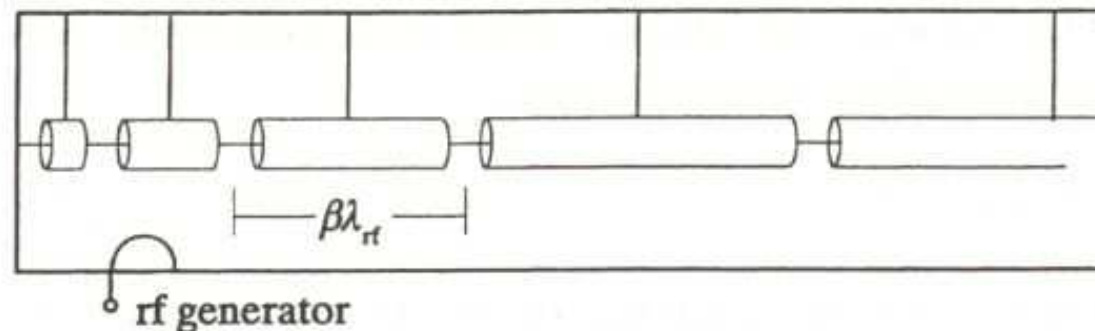


Fig. 2.6. Alvarez linac structure (schematic)

Einschub zu SI- vs. Gauss-Einheiten (aus F.K.Kneubühl: Repetitorium der Physik):

A 2.3.2 Elektromagnetische Gleichungen

Einheiten		SI	el. stat. CGS (esu)	el. magn. CGS (emu)	Gauß
el. Verschiebung	$\vec{D} =$	$\epsilon \epsilon_0 \vec{E}$	$\epsilon \vec{E}$	$\epsilon c^{-2} \vec{E}$	$\epsilon \vec{E}$
magn. Induktion	$\vec{B} =$	$\mu \mu_0 \vec{H}$	$\mu c^{-2} \vec{H}$	$\mu \vec{H}$	$\mu \vec{H}$
Coulomb-Gesetz	$\vec{F} =$	$\frac{Q_1 Q_2}{4\pi \epsilon \epsilon_0} r^{-3} \vec{r}$	$\frac{Q_1 Q_2}{\epsilon} r^{-3} \vec{r}$	$\frac{Q_1 Q_2}{\epsilon c^{-2}} r^{-3} \vec{r}$	$\frac{Q_1 Q_2}{\epsilon} r^{-3} \vec{r}$
Lorentz-Kraft	$\vec{F} =$	$Q [\vec{v} \times \vec{B}]$	$Q [\vec{v} \times \vec{B}]$	$Q [\vec{v} \times \vec{B}]$	$c^{-1} Q [\vec{v} \times \vec{B}]$
1. Maxwell-Gesetz	$\text{rot } \vec{H} =$	$\vec{j} + \frac{d\vec{D}}{dt}$	$4\pi \vec{j} + \frac{d\vec{D}}{dt}$	$4\pi \vec{j} + \frac{d\vec{D}}{dt}$	$c^{-1} \left(4\pi \vec{j} + \frac{d\vec{D}}{dt} \right)$
Biot-Savart	$d\vec{H} =$	$-\frac{I}{4\pi} \frac{\vec{r} \times d\vec{r}}{r^3}$	$-I \frac{\vec{r} \times d\vec{r}}{r^3}$	$-I \frac{\vec{r} \times d\vec{r}}{r^3}$	$-\frac{I}{c} \frac{\vec{r} \times d\vec{r}}{r^3}$
2. Maxwell-Gesetz	$\text{rot } \vec{E} =$	$-\frac{d\vec{B}}{dt}$	$-\frac{d\vec{B}}{dt}$	$-\frac{d\vec{B}}{dt}$	$-c^{-1} \frac{d\vec{B}}{dt}$
3. Maxwell-Gesetz	$\rho_e =$	$\text{div } \vec{D}$	$\frac{1}{4\pi} \text{div } \vec{D}$	$\frac{1}{4\pi} \text{div } \vec{D}$	$\frac{1}{4\pi} \text{div } \vec{D}$
Energiedichte	$w =$	$\frac{1}{2} (\vec{E} \cdot \vec{D} + \vec{B} \cdot \vec{H})$	$\frac{1}{8\pi} (\vec{E} \cdot \vec{D} + \vec{B} \cdot \vec{H})$	$\frac{1}{8\pi} (\vec{E} \cdot \vec{D} + \vec{B} \cdot \vec{H})$	$\frac{1}{8\pi} (\vec{E} \cdot \vec{D} + \vec{B} \cdot \vec{H})$
Poynting-Vektor	$\vec{S} =$	$\vec{E} \times \vec{H}$	$\frac{1}{4\pi} [\vec{E} \times \vec{H}]$	$\frac{1}{4\pi} [\vec{E} \times \vec{H}]$	$\frac{c}{4\pi} [\vec{E} \times \vec{H}]$

NB: Gauss-Einheiten in diesem Skript !

A 2.3.3 Beschreibung des elektrischen Verhaltens der Materie

Einheiten	SI	el. stat. CGS, Gauß
Diel. Verschiebung $\vec{D} =$	$\begin{cases} \epsilon_0 \epsilon \vec{E} \\ \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \end{cases}$	$\begin{cases} \epsilon \vec{E} \\ \vec{E} + 4\pi \vec{P} \end{cases}$
Polarisation $\vec{P} =$	$\epsilon_0 \chi_e \vec{E}$	$\chi_e \vec{E}$
Suszeptibilität $\chi_e =$	$\epsilon - 1$	$\frac{\epsilon - 1}{4\pi}$

A 2.3.4 Beschreibung des magnetischen Verhaltens der Materie

Einheiten	SI	Gauß
Magn. Induktion $\vec{B} =$	$\begin{cases} \mu \mu_0 \vec{H} \\ \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \end{cases}$	$\begin{cases} \mu \vec{H} \\ \vec{H} + 4\pi \vec{M} \end{cases}$
Magnetisierung $\vec{M} =$	$\chi_m \vec{H}$	$\chi_m \vec{H}$
Suszeptibilität $\chi_m =$	$\mu - 1$	$\frac{\mu - 1}{4\pi}$
Bohrsches Magneton $\mu_B =$	$\frac{e\hbar}{2m_0}$ $0,927 \cdot 10^{-23} \text{ Am}^2$	$\frac{e\hbar}{2m_0 c}$ $0,927 \cdot 10^{-20} \text{ erg/Gauß}$

(kurze) Theorie der HF-Wellenleiter

Ausgangspunkt sind (auch hierfür) die *Maxwellschen Gleichungen* (in Gauss-Einheiten!):

$$\nabla(\varepsilon_r \vec{E}) = 4\pi\rho$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \vec{B}$$

$$\nabla \vec{B} = 0$$

$$\nabla \times \frac{\vec{B}}{\mu_r} = \frac{4\pi}{c} \rho \vec{v} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \vec{E}$$

Im Folgenden: Materiefrei $\rightarrow \varepsilon_r = 1, \mu_r = 1$

Aus $\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E}$ folgt damit die *Laplace-Gleichung* im Vakuum (d.h. $\rho = 0$):

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E} = 0$$

mit der Lösung:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \cdot e^{i(\omega t - \vec{k}\vec{r})}$$

Vereinfachung: betrachte nur beschleunigende \vec{E} -Komponente:

$$E_s(s, t) = E_{0s} \cdot e^{i(\omega t - k_s s)} \quad \longrightarrow \quad \nabla^2 E_s + \frac{\omega^2}{c^2} E_s = 0.$$

fürs azimutale Feld $E_\theta(\theta, t) = E_{0\theta} \cdot \exp(i(\omega t - n\theta))$, mit Periodizität n

Trennung des Laplace-Operators $\Delta \equiv \nabla^2$ in longitudinalen ($\nabla_s^2 \equiv \partial^2/\partial s^2$) und transversalen (∇_{\perp}^2) Anteil ergibt (mit $\nabla_s^2 E_s = -k_s^2 \cdot E_s$):

$$\nabla_{\perp}^2 E_s + \left(\frac{\omega^2}{c^2} - k_s^2 \right) E_s = 0.$$

Im Folgenden: zylindersymmetrische Wellenleiter \rightarrow Zylinderkoordinaten (r, θ, s)

$$\rightarrow \nabla_{\perp}^2 = \partial^2/\partial r^2 + (1/r)\partial/\partial r + (1/r^2)\partial^2/\partial \theta^2.$$

Mit $(1/r^2)\partial^2/\partial \theta^2 E_{\theta} = -n^2/r^2 E_{\theta}$ und mit *Grenzwellenzahl* $k_c^2 \equiv (\omega/c)^2 - k^2$:

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} E_s + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} E_s + \left(k_c^2 - \frac{n^2}{r^2} \right) E_s = 0.$$

Lösung dieser DGL durch Bessel-Funktionen 1. (J_n) und 2. Art (Y_n):

$$E_s = A_J J_n(k_c r) + A_Y Y_n(k_c r),$$

dabei $A_Y = 0$, sonst Singularität: $Y_n(k_c r) \xrightarrow{r \rightarrow 0} -\infty$.

Diese Lösung repräsentiert viele mit den Randbedingungen verträgliche *Moden* n für die \vec{E} -Feldkomponente E_s . (Analog für B_s . Die transversalen Komponenten ($E_r, E_{\theta}, B_r, B_{\theta}$) folgen mit $\nabla \times \vec{E}$ und $\nabla \times \vec{B}$.)

Moden und deren Klassifikation:**TE-Moden:** $E_s = 0$ und $B_s \neq 0$ (auch: H -Moden)**TM-Moden:** $E_s \neq 0$ und $B_s = 0$ (auch: E -Moden)**NB:** nur TM-Moden zur Teilchenbeschleunigung geeignet, da TE-Moden: $E_s = 0$!

Individuelle Moden charakterisiert als TM_{npq} nach Periodizität der Welle in :

$$\left\{ \begin{array}{l} \theta : n \\ r : p \\ s : q \end{array} \right.$$
z.B. **TM**₀₁₀:

- keine Periode in azimuthaler Richtung (θ)
- einfache Periodizität in r , d.h. hat einen Knoten in radialer Richtung und zwar an der Wand, wo $\vec{E}(r, \theta, s) \xrightarrow{r \rightarrow \text{Wand}} 0$
- keine Periode in longitudinaler Richtung (s)

Die Lösung der Wellengleichung hängt nur von r ab: $E_s(r, \theta, s) = E_s(r)$.

TM₀₁₀-Welle für zylindersymmetrischen Wellenleiter:

- Wellenleiter mit Radius $r = a$

$$\rightarrow E_s(k_c r) \propto J_0(k_c r), H_\theta(k_c r) \propto J_1(k_c r)$$

$$\rightarrow E_s(k_c r) = A_J J_0(k_c r) \xrightarrow{r \rightarrow a} 0$$

$$\rightarrow k_c a \approx 2.405 \quad (1. \text{ Nullstelle von } J_0)$$

- Grenzfrequenz im Wellenleiter:

$$\omega_c = c k_c = c \cdot \frac{2.405}{a}$$

($k_c^2 > 0 \rightarrow$ keine Wellenausbreitung f. $\omega < \omega_c$)

$$\rightarrow k_s^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - k_c^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \left(1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}\right)$$

$$\rightarrow k_c a \approx 2.405 \quad (1. \text{ Nullstelle von } J_0)$$

Phasen-/Gruppengeschwindigkeit v_{ph} und v_g :

- Phase $\psi \equiv \omega t - k_s s = \text{const.}$

$$\rightarrow \dot{\psi} = \omega - k_s v_{\text{ph}} = 0$$

$$\rightarrow v_{\text{ph}} = \frac{\omega}{k_s} = \frac{c}{\sqrt{1 - \omega_c^2/\omega^2}} > c \quad !$$

$$\bullet \quad v_g \equiv d\omega/dk = \frac{c^2 k_s}{\omega} = c \cdot \frac{c}{v_{\text{ph}}} < c$$

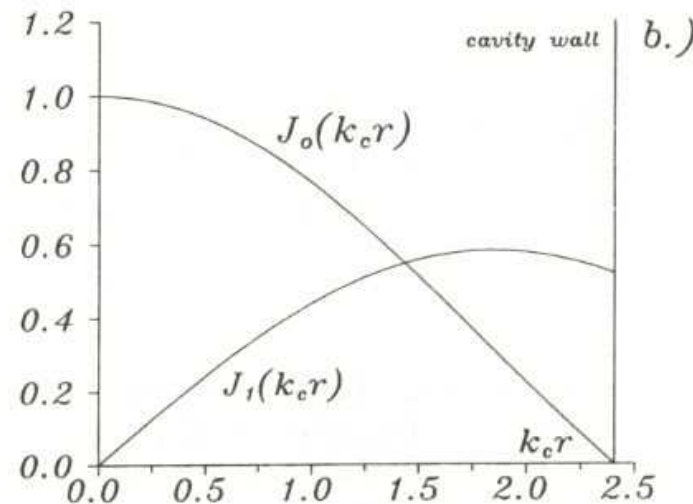
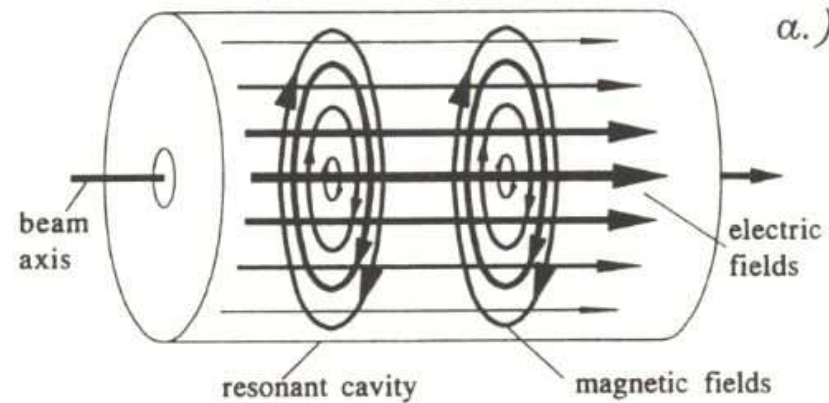


Fig. 2.7. Electromagnetic field pattern for a TM₀₁₀ mode in a circular waveguide a.) three dimensional field configuration, b.) radial dependence of fields

Anmerkungen:

- \vec{E} -Feldkomponente in Teilchenrichtung erforderlich
(z.B. keine direkte Beschleunigung mit Laserlicht möglich, da nur TE-Mode))

- für Teilchenbeschleunigung erforderlich:

$$v_{\text{ph}} = v_{\text{particle}} \leq c$$

→ z.B. Schikanen/Blenden im Wellenleiter/
Cavity, um v_{ph} zu verringern

- detaillierte Betrachtung von Wellenleiter (mit/ohne Schikanen) aufwendig
(Details z.B. in: J.C. Slater: Review of Modern Physics 20, 1948, S.473ff)

- Materialeffekte in Wellenleiter-Betrachtung vernachlässigt

z.B. Skin-Effekt, Oberflächenwiderstände, Impedanzen, Güte des Resonators, Signalreflektion, Anregung höherer Moden durch Rückwirkung von Teilchenstrahl auf Cavity (Higher Order Modes, HOM)

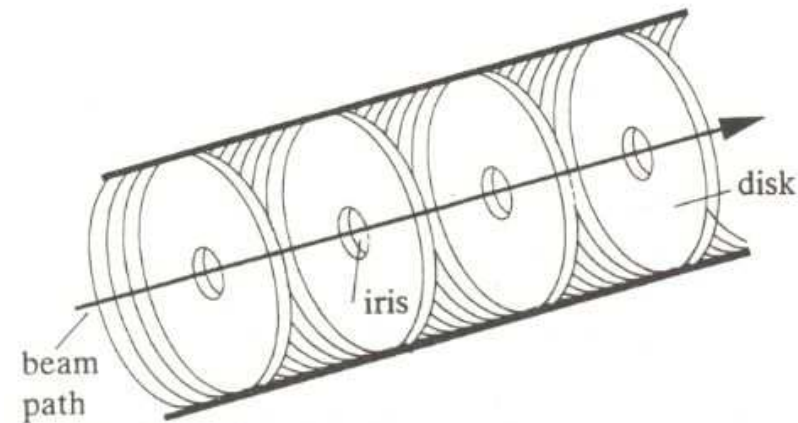
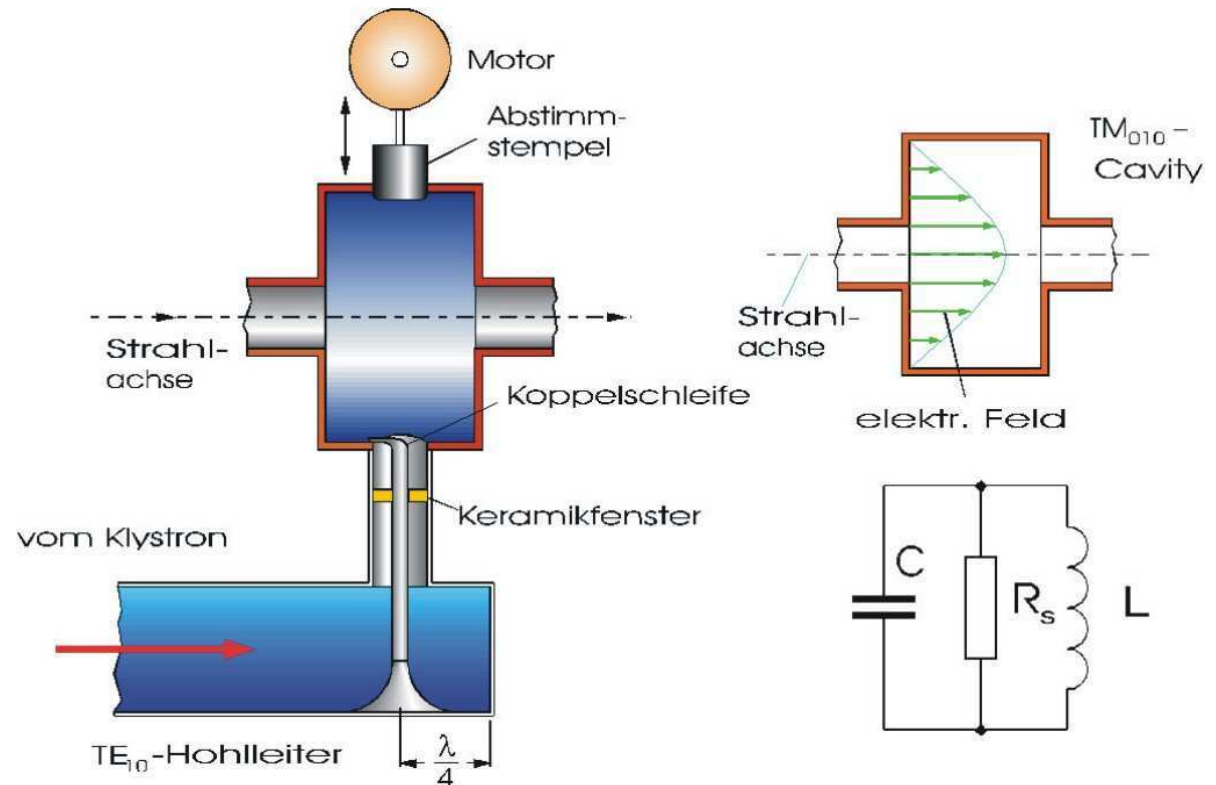


Fig. 2.8. Disk loaded accelerating structure for an electron linear accelerator (schematic)

Beschleunigungsstrukturen

Komponenten:

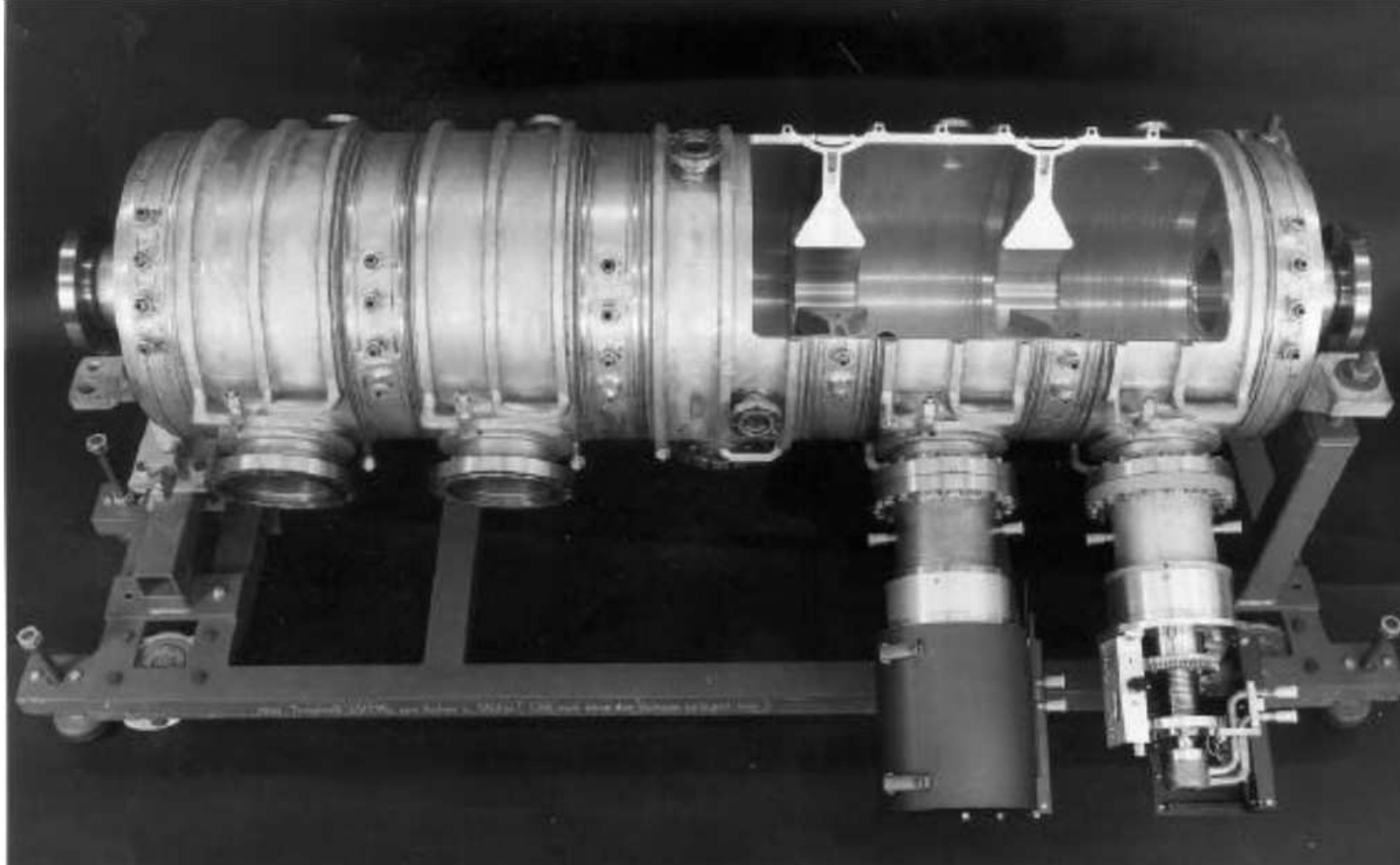
- HF-Leistungsquelle (Klystron)
- Hohlleiter zum Beschleunigungsresonator (Cavity)
- Einkopplung von Hohlleiter in Cavity
- Resonator (ggf. mit Abstimm-Möglichkeit)
- Ersatzschaltbild mit Kapazität C , Induktivität L und Shuntimpedanz bei Resonanz R_s



typ. Daten einer 1-zelligen Cavity: (DORIS- e^+e^- -Beschleuniger, 2×5 GeV, DESY)

- | | | | |
|--------------------|-----------------------------------|--------------------|-------------------------------------|
| • Resonanzfrequenz | $f_{\text{RF}} = 500 \text{ MHz}$ | • Güte | $Q = 38\,000$ |
| • Shuntimpedanz | $R_s = 3 \text{ M}\Omega$ | • Leistung | $P_{\text{RF}} = 50 \text{ kW}$ |
| • Impedanz | $Z = 80 \Omega$ | • Scheitelspannung | $U_{\text{crest}} = 548 \text{ kV}$ |

typ. mehrzellige Cavity: (PETRA- e^+e^- -Beschleuniger, 2×23 GeV, DESY)



NB: \vec{E} -Felder parallel zu Metalloberflächen \longrightarrow ohmsche Verluste \longrightarrow Kühlung erforderlich

Reduktion ohmscher Verluste durch Speicher-Cavity: (LEP- e^+e^- -Beschleuniger, 2×10^4 GeV, CERN)

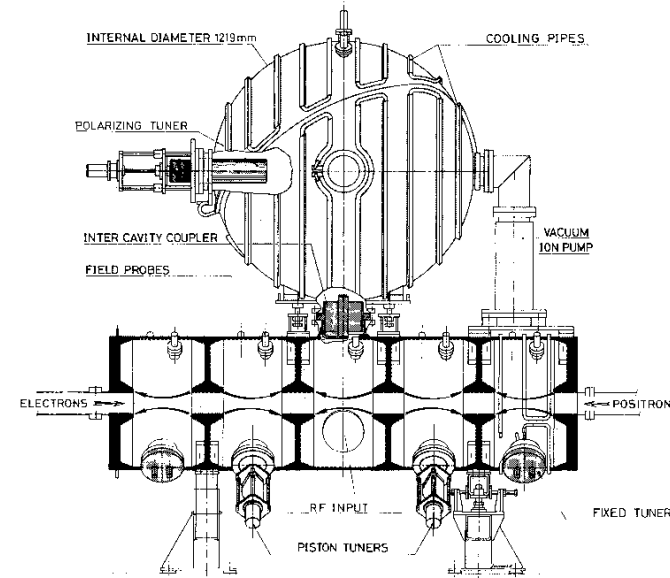


Fig. 34 One unit of the LEP coupled-cavity accelerating structure

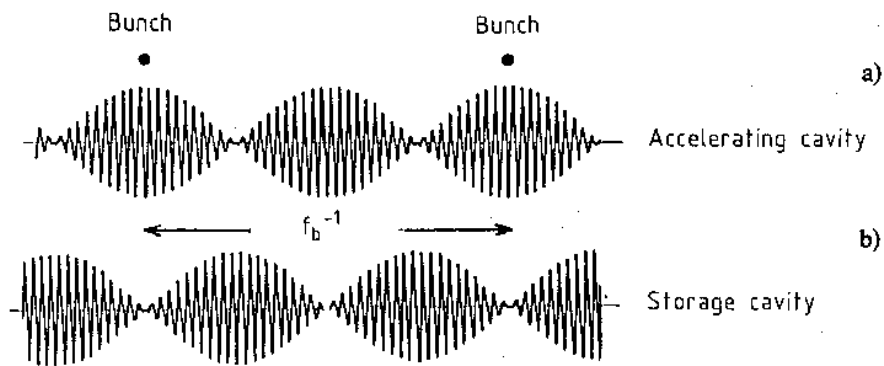
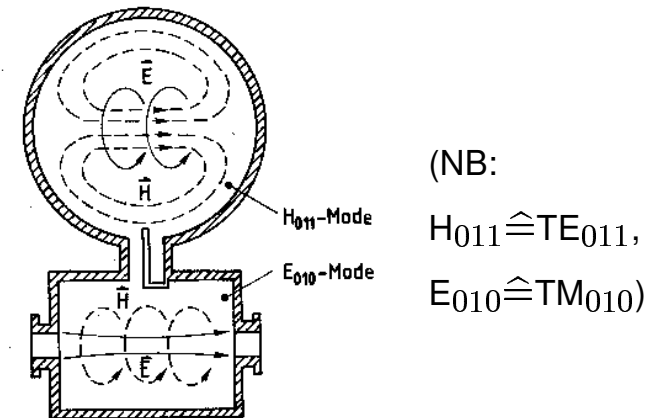


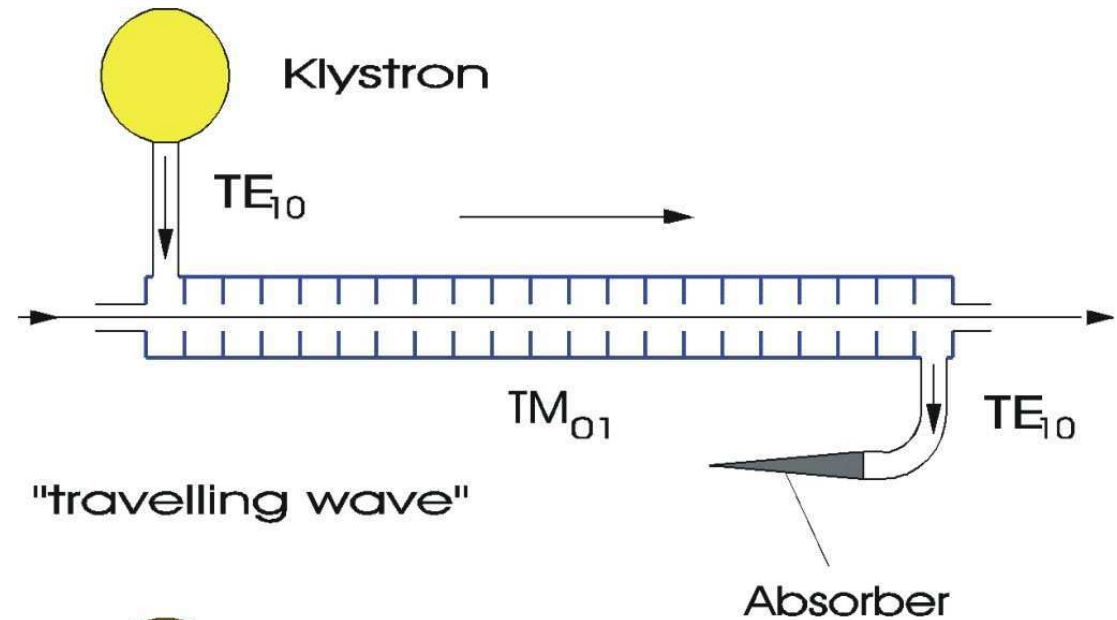
Fig. 26 Modulated RF waveforms for a) accelerating cavity, b) storage cavity



Betriebsmodi (mehrzelliger) Cavities:

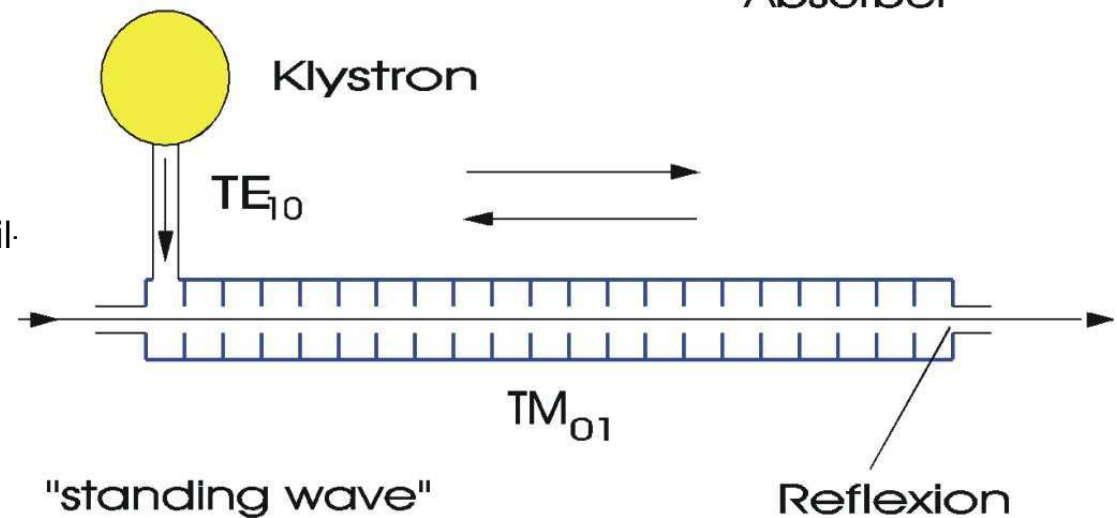
Laufwellen-Resonator:

- HF-Welle läuft mit Teilchen durch Cavity
- Beschleunigung nur in Laufrichtung
- Einsatz in fixed-target-Beschleunigern
- Höhere Moden automatisch gedämpft



Stehwellen-Resonator:

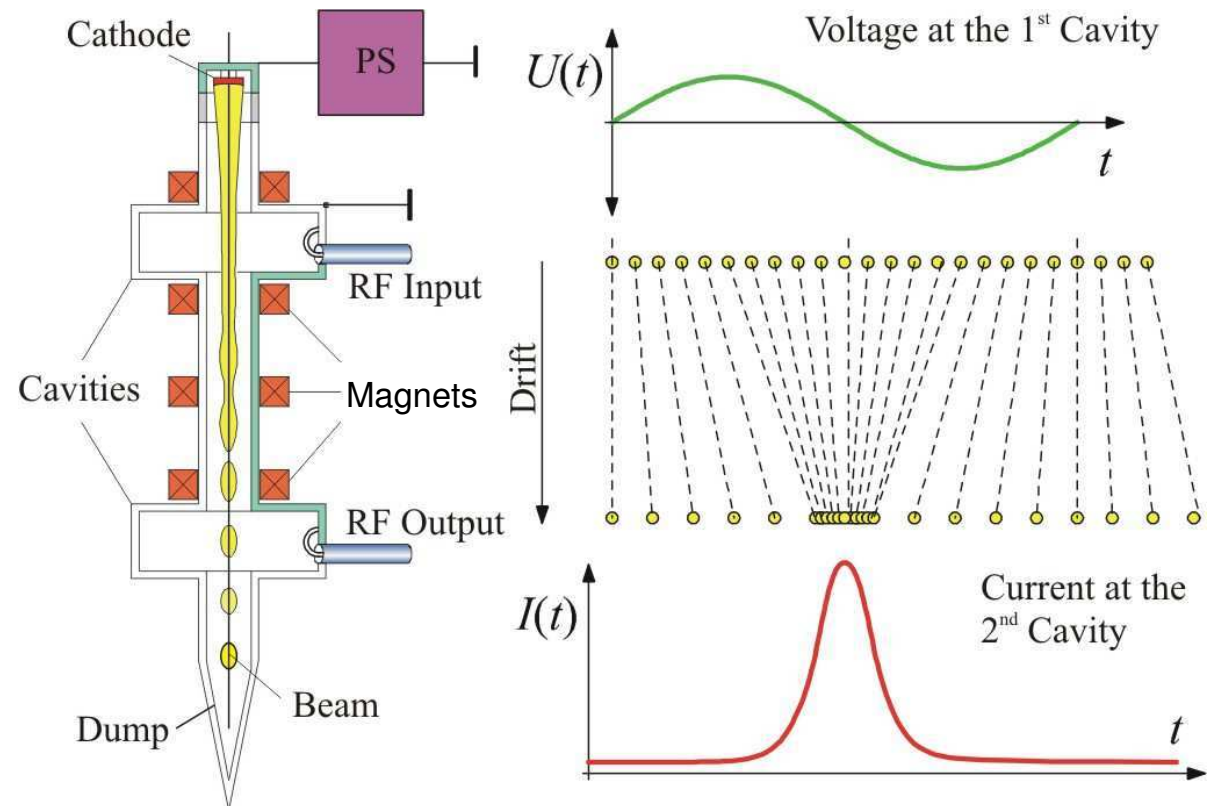
- HF-Welle wird in Cavity reflektiert
- Beschleunigung unterschiedlich geladener Teilchen in einer Cavity
- Einsatz in Collider/Speicherringen
- Dämpfung höherer Moden notwendig



HF-Leistungsquelle

i.W.: Klystrons

- ▷ Gleichstrom-Elektronenstrahl
- ▷ Einkopplung von HF
- ▷ Bunching durch Geschwindigkeitsmodulation (s.u.)
- ▷ Magnete zur Strahlführung & -fokussierung
- ▷ Resonatoranregung durch Elektronenbunche
- ▷ Resonatoranregung durch Elektronenbunche
- ▷ Auskopplung der verstärkten HF
- ▷ meist >2 Cavities \rightarrow höhere Verstärkung und größere Effizienz
- ▷ Betriebsmodi: Dauerstrich oder gepulst



Beispiele für Klystrons: typische Betriebsdaten	Dauerstrich		gepulst	
	LEP: TH2089 (Thomson)	LHC: Spezifikation	SLC: 5045 (SLAC)	TESLA: TH1801 (Thomson)
Frequenz	352 MHz	400.8 MHz	2.87 GHz	1.3 GHz
Pulslänge	cw	cw	3.5 μ s	1.5 ms
Wiederholrate	cw	cw	120 Hz	5 Hz
Beschleunigungs-Spannung	87 kV	≤ 54 kV	350 kV	117 kV
Strahlstrom	17.1 A	9 A	450 A	131 A
HF-Leistung (Peak)	1 MW	300 kW	65 MW	10 MW
Effizienz	68%	$\geq 62\%$	50%	65%
Verstärkung	40 dB	≥ 37 dB	52 dB	48 dB
Länge	4.75 m			2.5 m

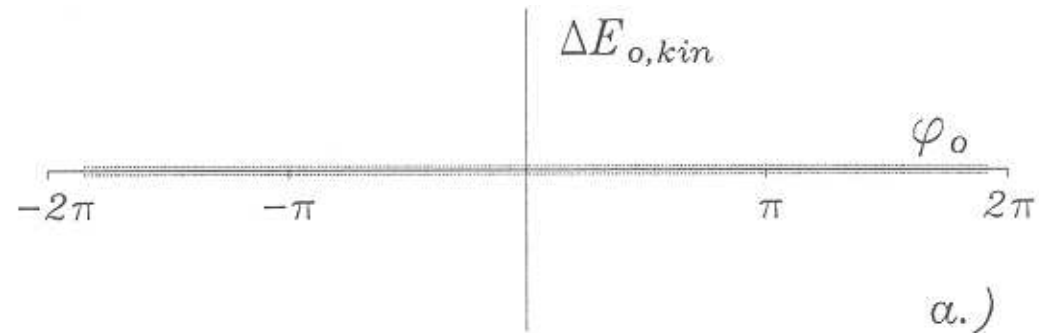
(cw=continuous wave)

NB: Hohe Peak-Ausgangsleistung nur bei kurzer Pulslänge erreichbar



Bunching eines Strahl:

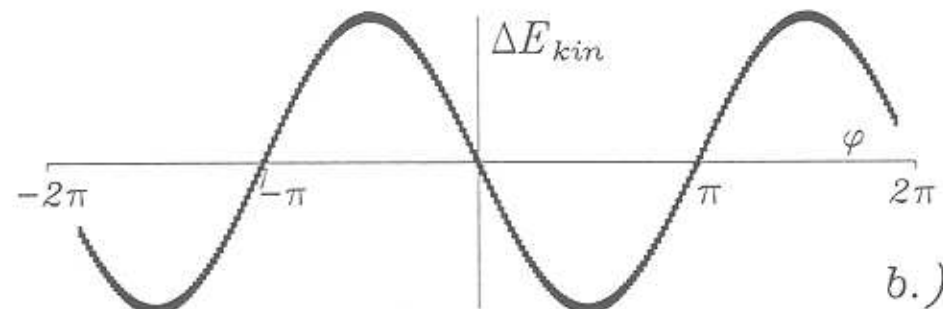
a.) DC-Strahl aus Quelle



b.) Sinusförmiger Energiegewinn in Resonator ($\beta \ll 1$):

$$\Delta E_{kin} = eU_0 \sin \varphi \approx mv \Delta v$$

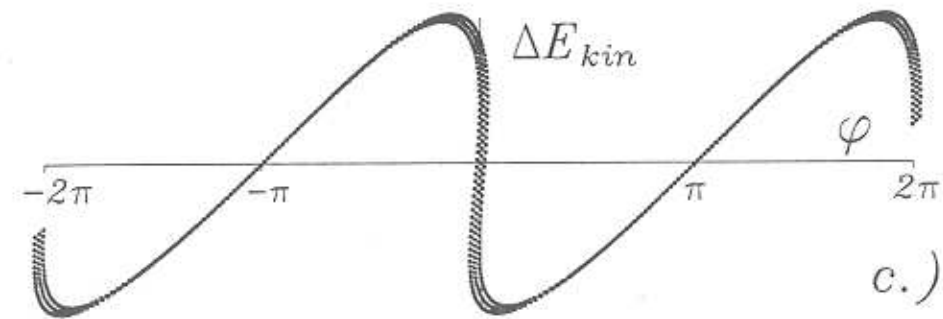
$$\rightarrow \Delta v = \frac{eU_0 \sin \varphi}{mv}$$



c.) Flugzeit Δt : $\Delta v \cdot \Delta t = \frac{\varphi}{2\pi} \lambda_{RF}$

\rightarrow Flugstrecke Δl für optimales Bunching ($\sin \varphi \approx \varphi$):

$$\Delta l = v \Delta t \approx \frac{2E_{kin}}{eU_0} \cdot \frac{\lambda_{RF}}{2\pi}$$



Quadrupol-Radiofrequenz-Beschleuniger (RFQ)

... alternativ zu den elektrost. Linearbeschleunigern; detaillierte Behandlung aufwendig; Funktionsprinzip:

- transversal: 4polige Struktur
- erzeugt fokussierendes Feld
- longitudinal: "wellenförmig" (genauer: hyperbelförmig)
- erzeugt beschleunigendes Feld

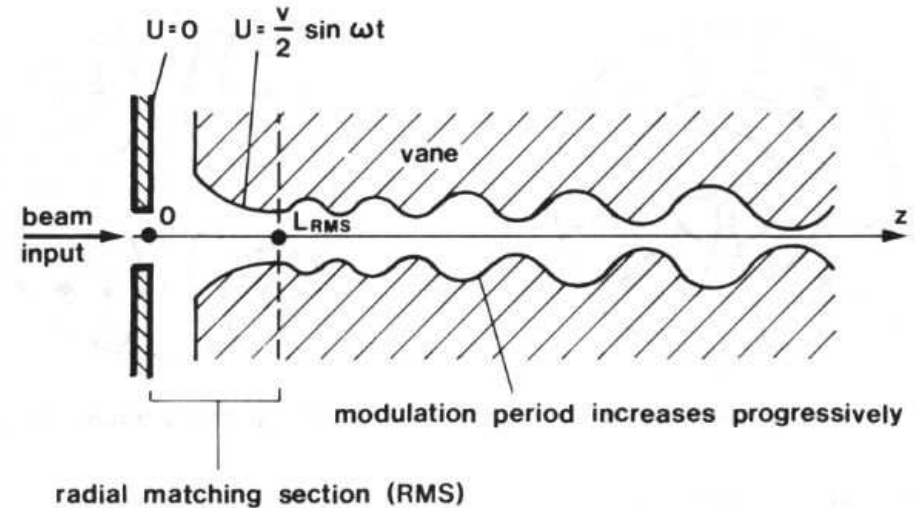
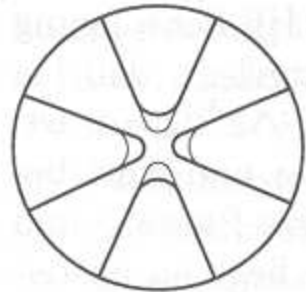


Fig. 10 Typical vane shape in an RFQ

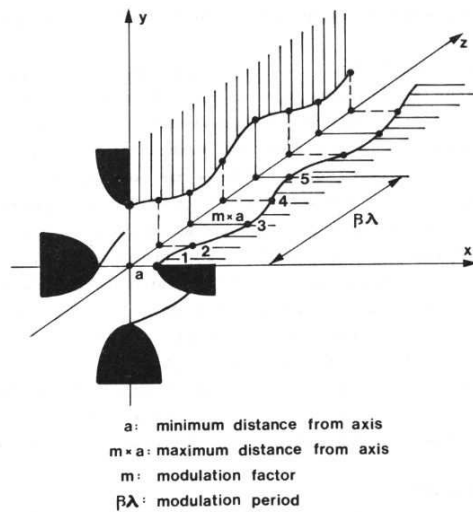
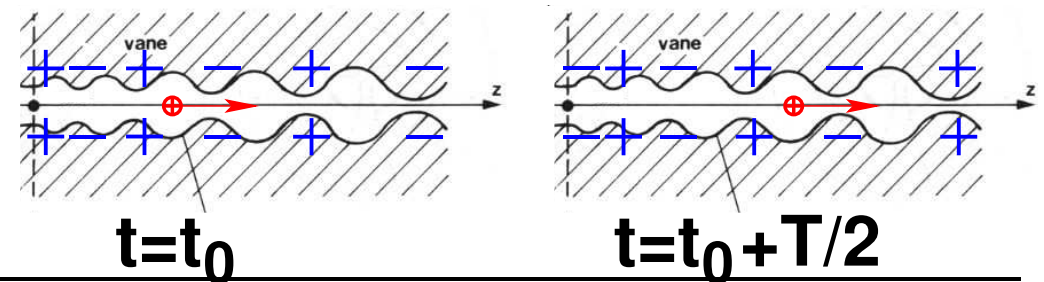


Fig. 6 Modulation of RFQ electrodes to create longitudinal fields

Prinzip der Beschleunigung:



Feldstruktur in RFQ:

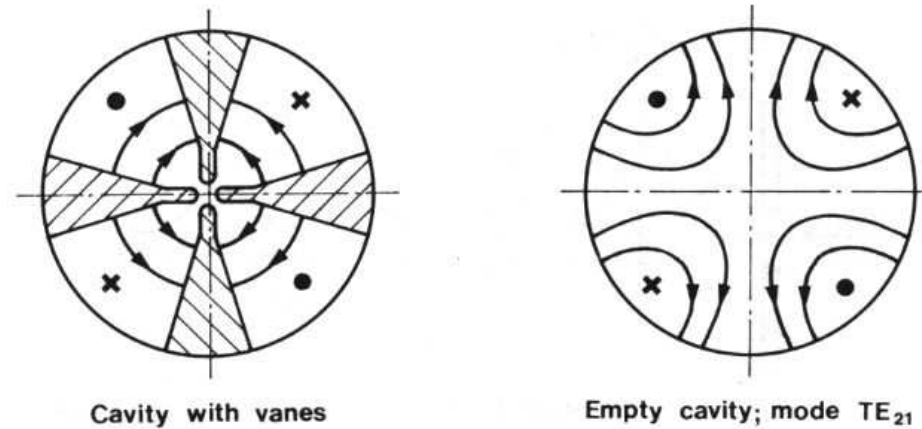
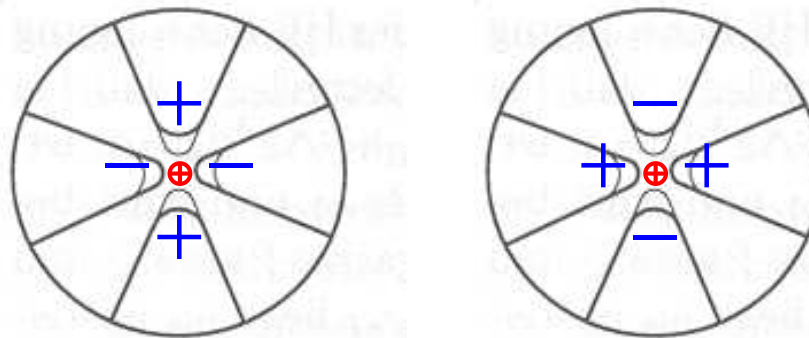


Fig. 11 TE_{210} mode in a four-vane cavity and in an empty cavity

Betriebsmode: TE_{210} durch Elektroden modifiziert.

Quadrupolfeld wirkt fokussierend:
(analog FODO-Struktur, s.u.)



Eigenschaften von RFQs:

- linearer Ionen-Beschleuniger: ≥ 20 keV bis 2 MeV
- geringe Injektionsenergie \rightarrow keine aufwendige Hochspannungsversorgung
- Bunching, Fokussierung, Beschleunigung durch HF
- typ. Länge 1-2 m
- Betriebsfrequenz ~ 50 bis 400 MHz
- Spannung zwischen Vanes ~ 100 kV
- Güte $Q \sim 10000$
- Impedanz $Z \equiv U^2/2P \sim 5 \cdot 10^5 \Omega$ (Leistung P , um Spannung U zu erreichen)
NB: Faktor $1/2$ in Impedanz-Definition Konvention für Linear-Beschleuniger

\Rightarrow RFQ als Ersatz für elektrost. (Ionen-)Beschleuniger

NB: weitere, kompliziertere Strukturen werden für Beschleunigung & Fokussierung benutzt