

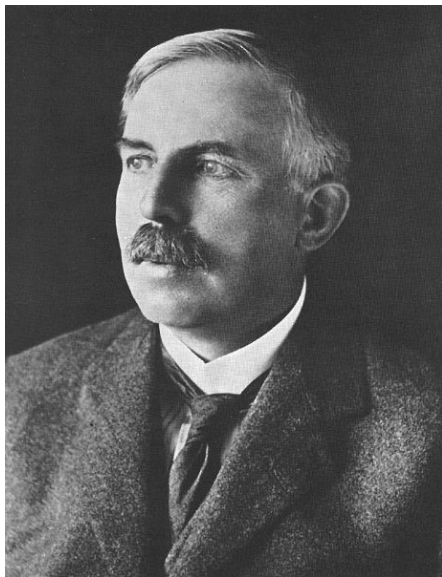


Anwendung von Teilchenbeschleunigern

1. Warum braucht man Teilchenbeschleuniger ?

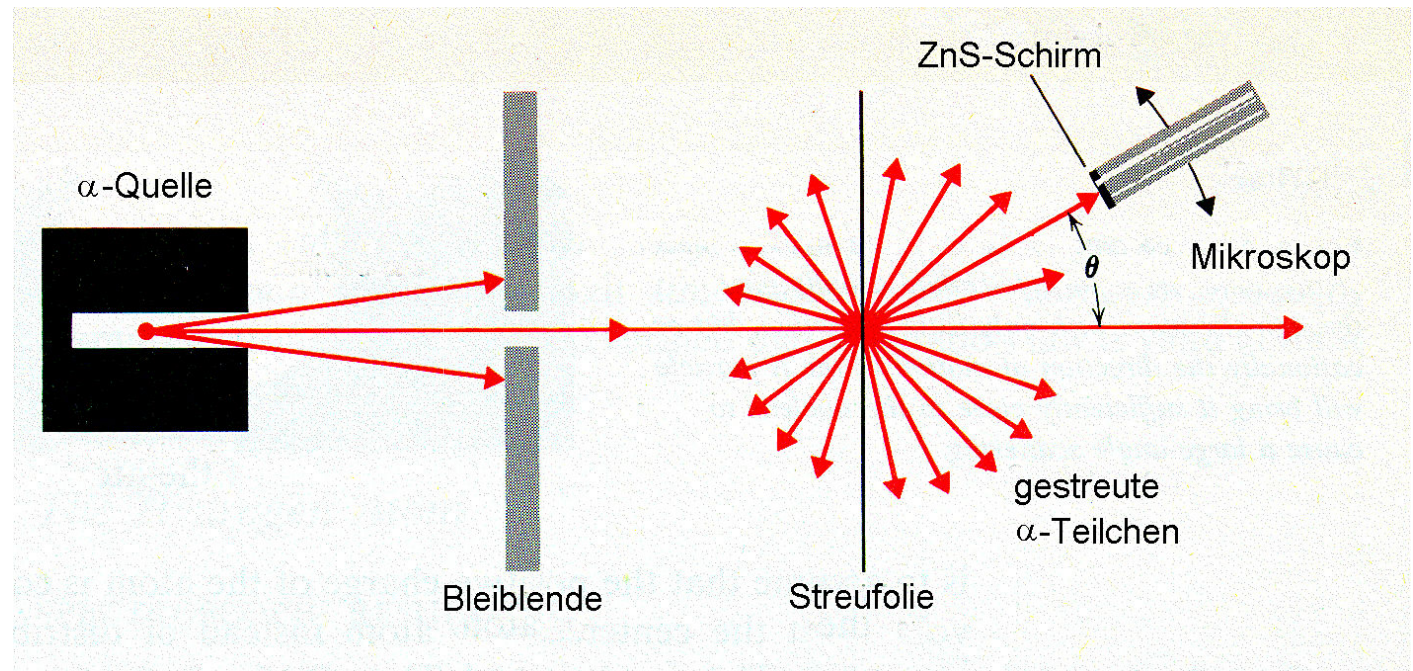
Bei der Untersuchung der Struktur der Materie spielen Streuexperimente eine sehr wichtige Rolle.

Berühmtes Beispiel: Das Rutherford-Experiment



Ernest Rutherford

(30.8.1871 - 19.10.1937)





Uran

Die Energie der aus radioaktiven Kernen emittierten Teilchen ist begrenzt.

Beispiele für α -Strahler:

Kern	E_α [MeV]	$T_{1/2}$
U^{238}	4,1	$4,5 \cdot 10^9$ a
Ra^{226}	4,7	$1,62 \cdot 10^3$ a
Po^{210}	5,3	138d
Po^{214}	7,7	$1,6 \cdot 10^{-4}$ s
Po^{212}	8,8	$3,0 \cdot 10^{-7}$ s

Die Energie von β -Strahlern liegt zwischen einigen 10 keV bis wenige MeV

Welche Energien braucht man heute in der Teilchenforschung?

Der Atomkern hat die Dimension $d \approx 10^{-15}$ m. Die Wellenlängen der für die Experimente erforderlichen γ -Strahlen müssen daher kleiner sein. Das ergibt eine **Photon-Energie** von

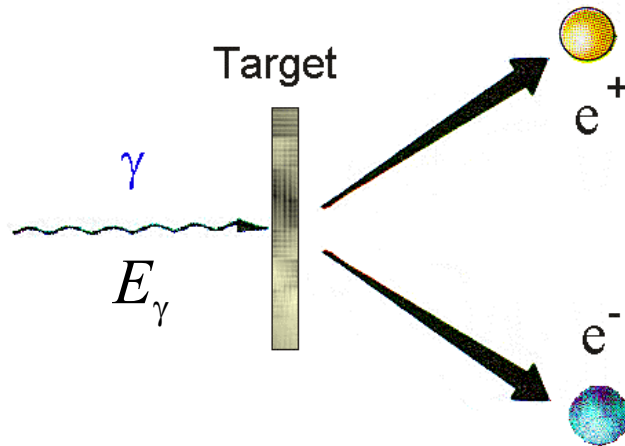
$$E_\gamma = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = 2 \cdot 10^{-10} \text{ J} = 1,2 \cdot 10^9 \text{ eV}$$

Nimmt man z.B. Elektronenstrahlen mit der entsprechenden **de Broglie-Wellenlänge**

$$\lambda_B = \frac{h}{p} = \frac{hc}{E}$$

so benötigt man exakt dieselbe Teilchenenergie. Da man die Struktur der Nukleonen auflösen will (Quarks), benötigt man weit höhere Energien (> 100 GeV).

Ein weiteres Problem ist die Erzeugung neuer Teilchen:



$$E = mc^2 \quad \Rightarrow \quad E_\gamma > 2mc^2$$

Beispiele:

Teilchen	Symbol	Masse
Proton	p	$E_0 = 938 \text{ MeV}$
b-Quark	b	$E_0 = 4735 \text{ MeV}$
Vektorboson	Z_0	$E_0 = 93000 \text{ MeV}$
t-Quark	t	$E_0 = 174000 \text{ MeV}$
Higgs	H	$E_0 \approx 250000 \text{ MeV (???)}$

Wunschtraum der Teilchenphysiker:

Teilchenstrahlen mit $E \approx 10 \text{ TeV}$ (LHC (CERN) $E \approx 7 \text{ TeV}$)

Wie kann man Teilchen auf so hohe Energie beschleunigen?

Nach dem 2. Newtonschen Gesetz benötigt man zur Beschleunigung die Kraft

$$\vec{F} = m \vec{a}$$

Welche Kräfte gibt es in der Natur?

Kraft	relative Stärke	Reichweite [m]	betroffene Teilchen
Gravitation	$6 \cdot 10^{-39}$	∞	Alle
Elektromagnetismus	1/137	∞	Geladene
Starke Kraft	1	$10^{-15} - 10^{-16}$	Hadronen
Schwache Kraft	10^{-5}	$\ll 10^{-16}$	Hadronen & Leptonen

Es bleibt nur die elektromagnetische Kraft. Die Lorentzkraft ist

$$\vec{F} = e(\vec{v} \times \vec{B} + \vec{E})$$

Die Energieänderung bei Bewegung im EM-Feld ist

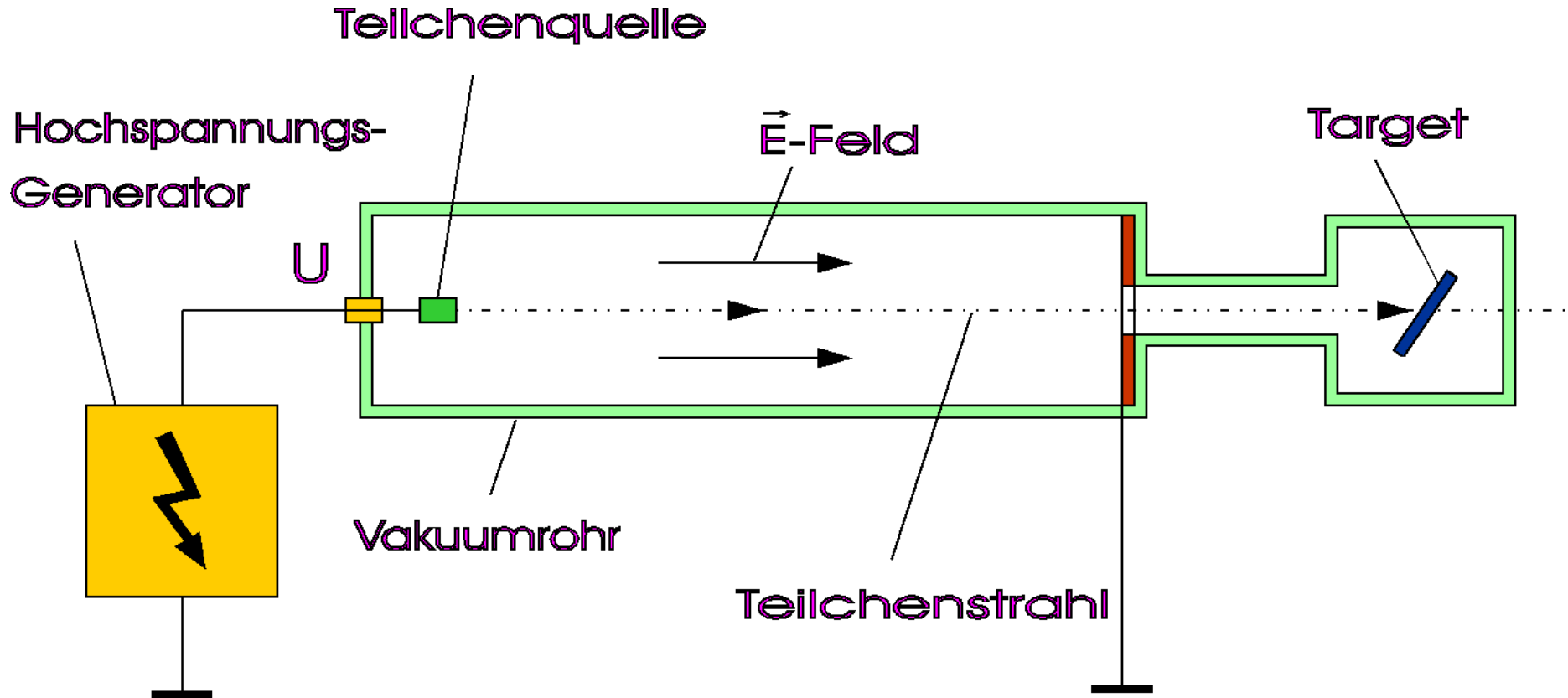
$$\Delta E = \int_{\vec{r}_1}^{\vec{r}_2} \vec{F} d\vec{r} = e \int_{\vec{r}_1}^{\vec{r}_2} (\vec{v} \times \vec{B} + \vec{E}) d\vec{r}$$

Das Magnetfeld bewirkt keine Energieänderung. Energiegewinn erfolgt nur mit *elektrischen Feldern*:

$$\Delta E = e \int_{\vec{r}_1}^{\vec{r}_2} \vec{E} d\vec{r} = eU$$

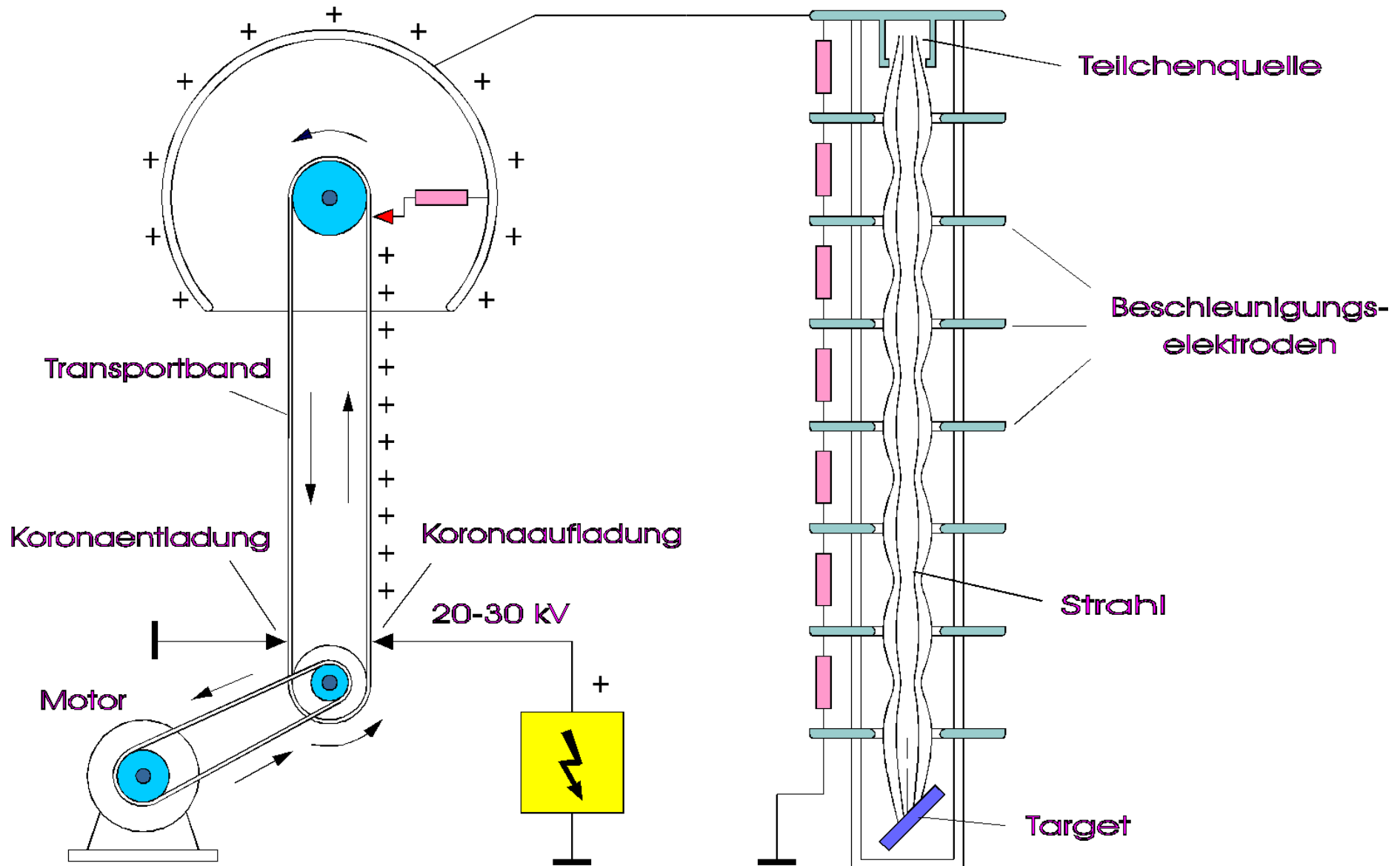
2. Einige Beschleunigertypen:

Der Gleichspannungsbeschleuniger

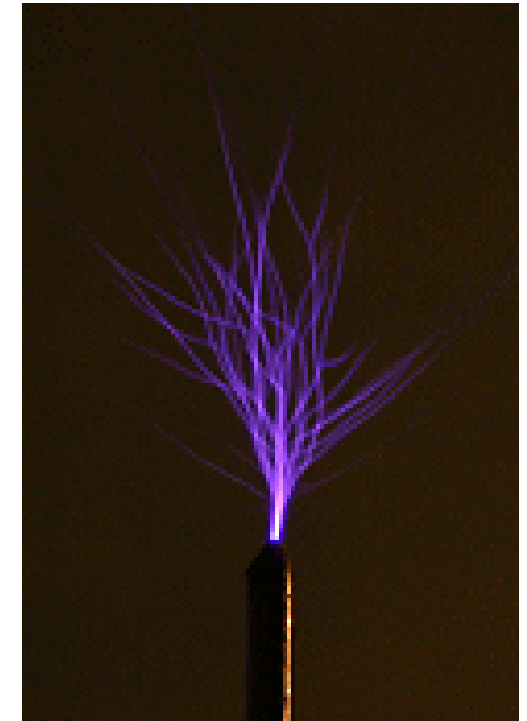
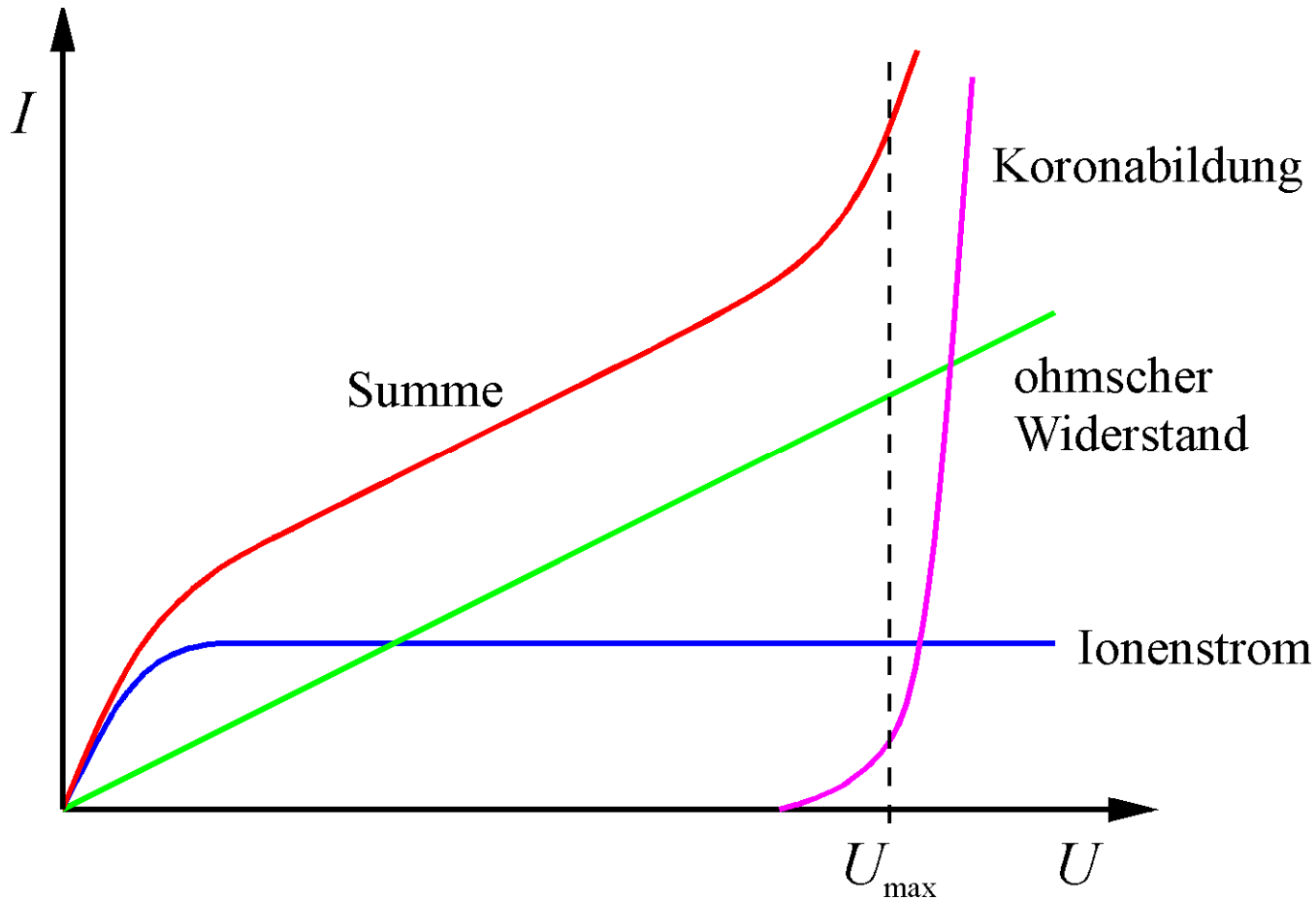


Die Teilchenenergie ist $E = eU$

Beispiel: Der Van de Graaff-Beschleuniger



Abhängigkeit des Stromes von der Spannung:



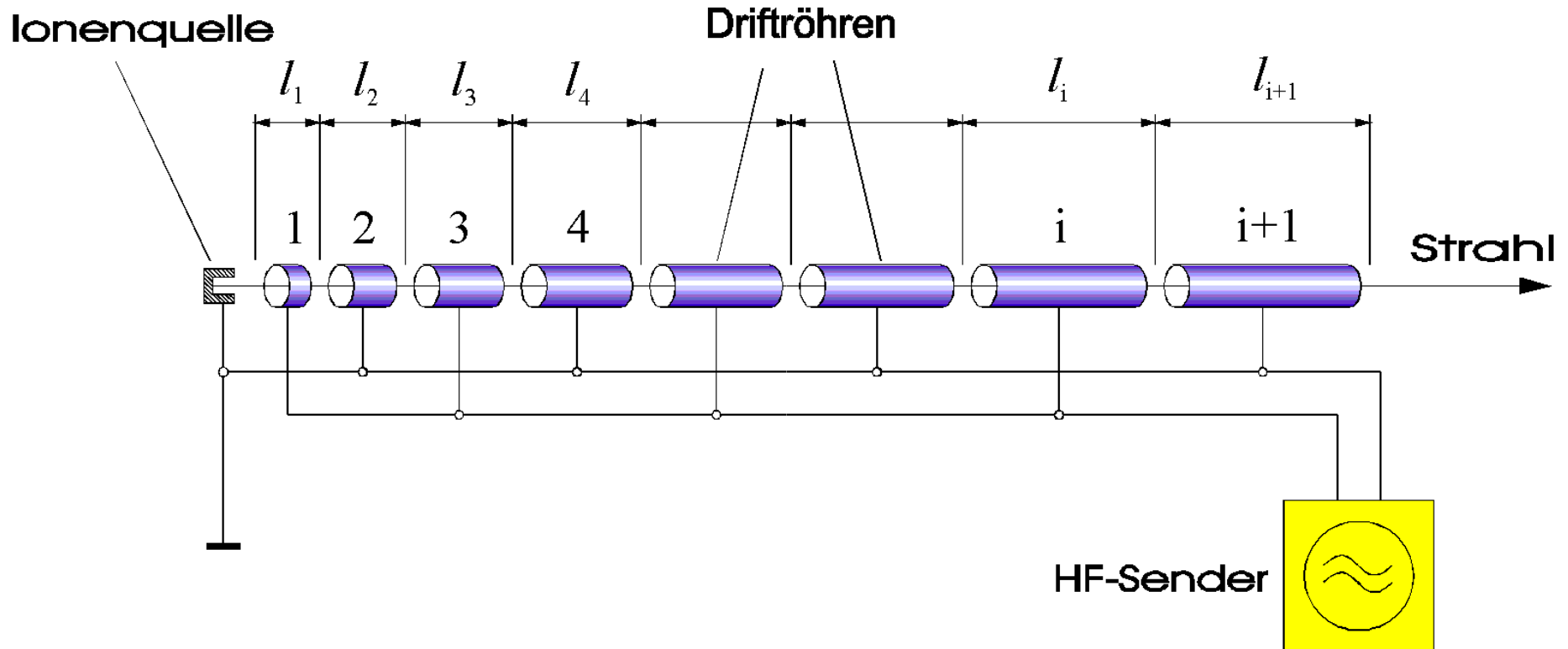
Die **Koronabildung** definiert die Spannungsgrenze.

Maximal erreichbare Spannung

$$U_{\max} \leq 10 \text{ MV}$$

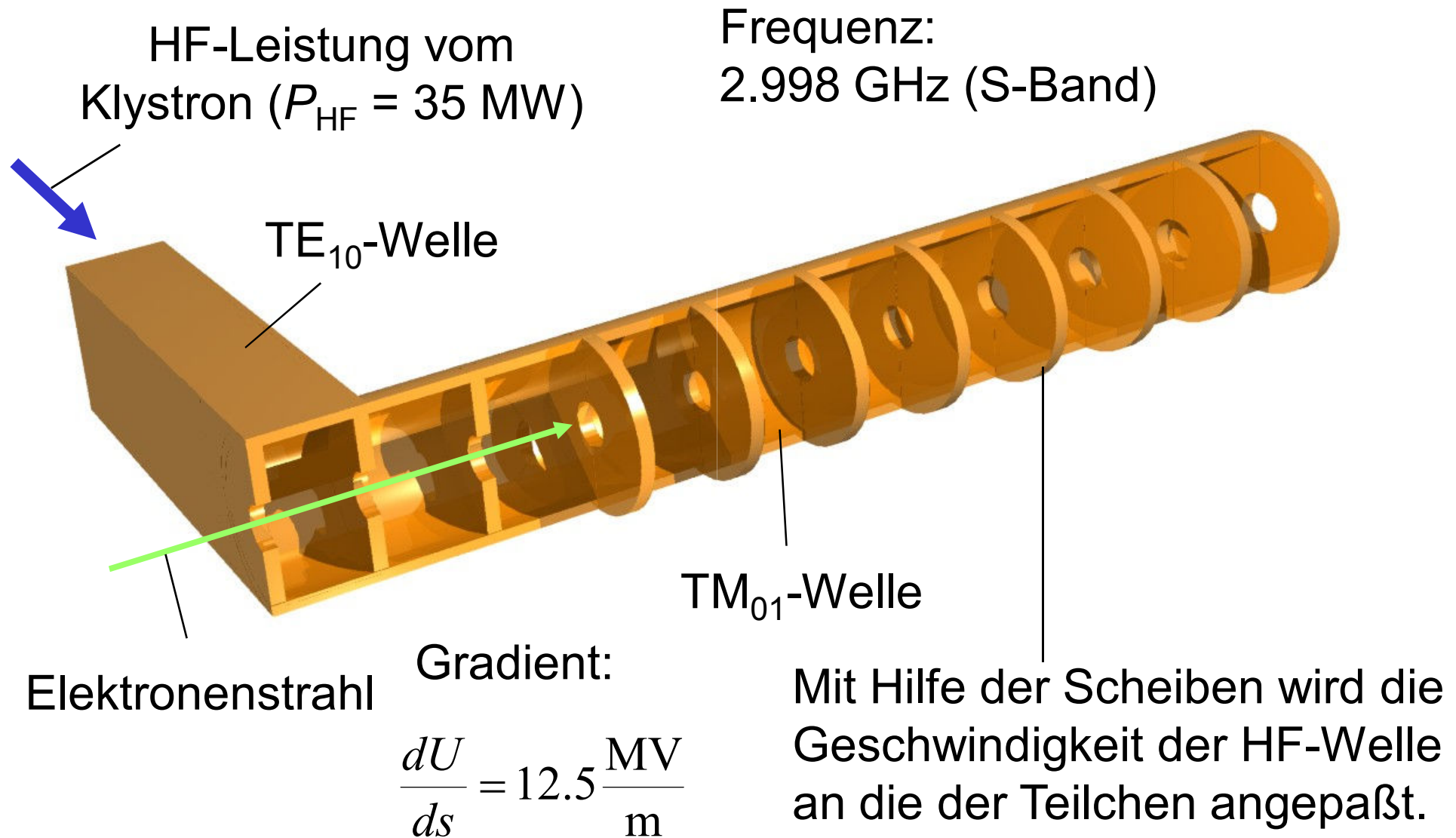
Nutzung von Hochfrequenzfeldern

Ein Linearbeschleuniger nach *Ising* (1925)



Die Spannung pro Beschleunigungsstrecke ist begrenzt, dafür werden nacheinander viele Strecken durchlaufen.

Beschleunigung durch Hohlleiterstrukturen



Der derzeit größte
Linearbeschleuniger
steht am Stanford
Linear Accelerator
Center (SLAC) in
Kalifornien:

SLAC
Linearbeschleuniger

$$l = 3 \text{ km}$$

$$E_{\text{max}} = 50 \text{ GeV}$$



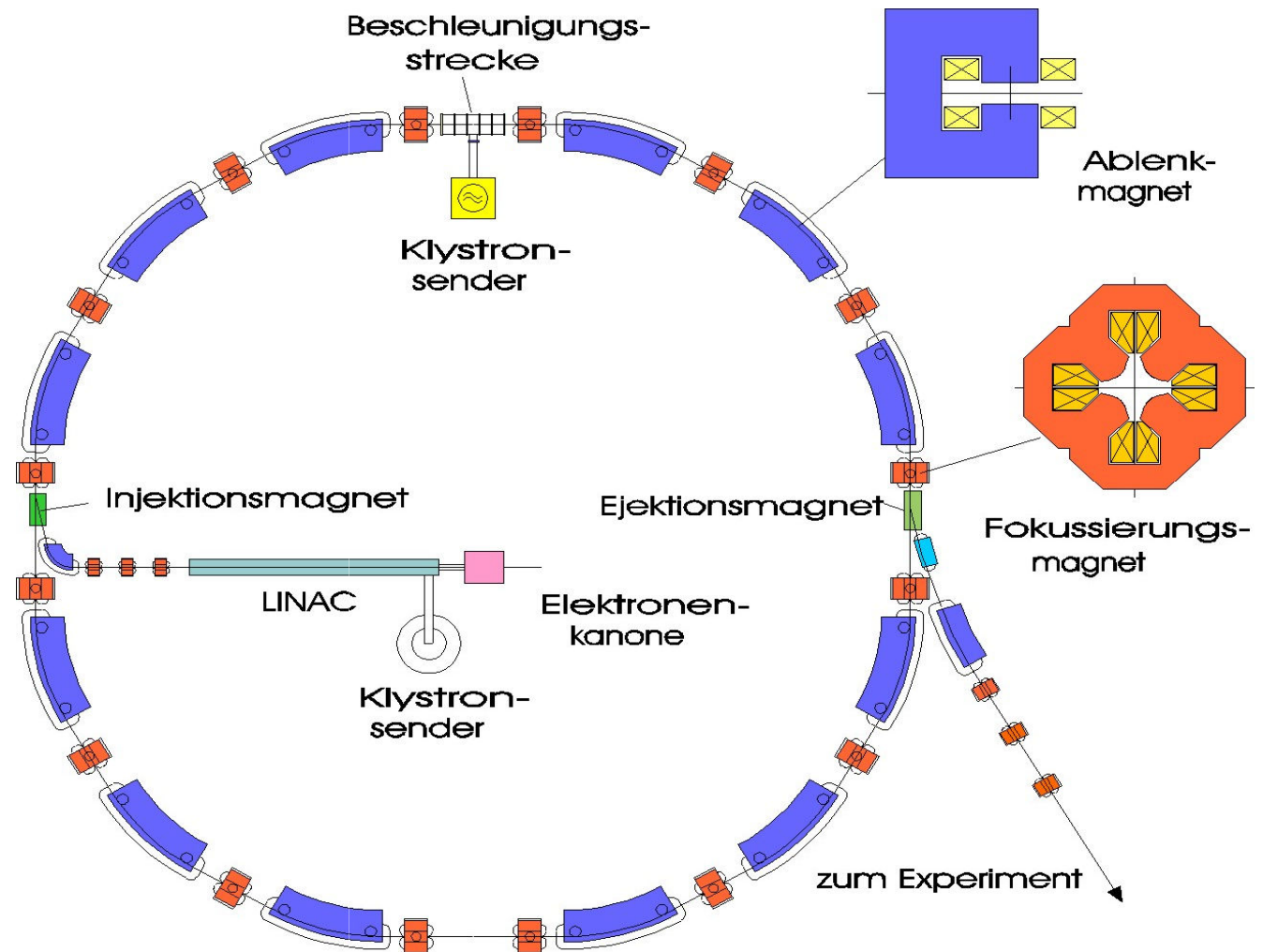
Alternative: der zyklische Beschleuniger

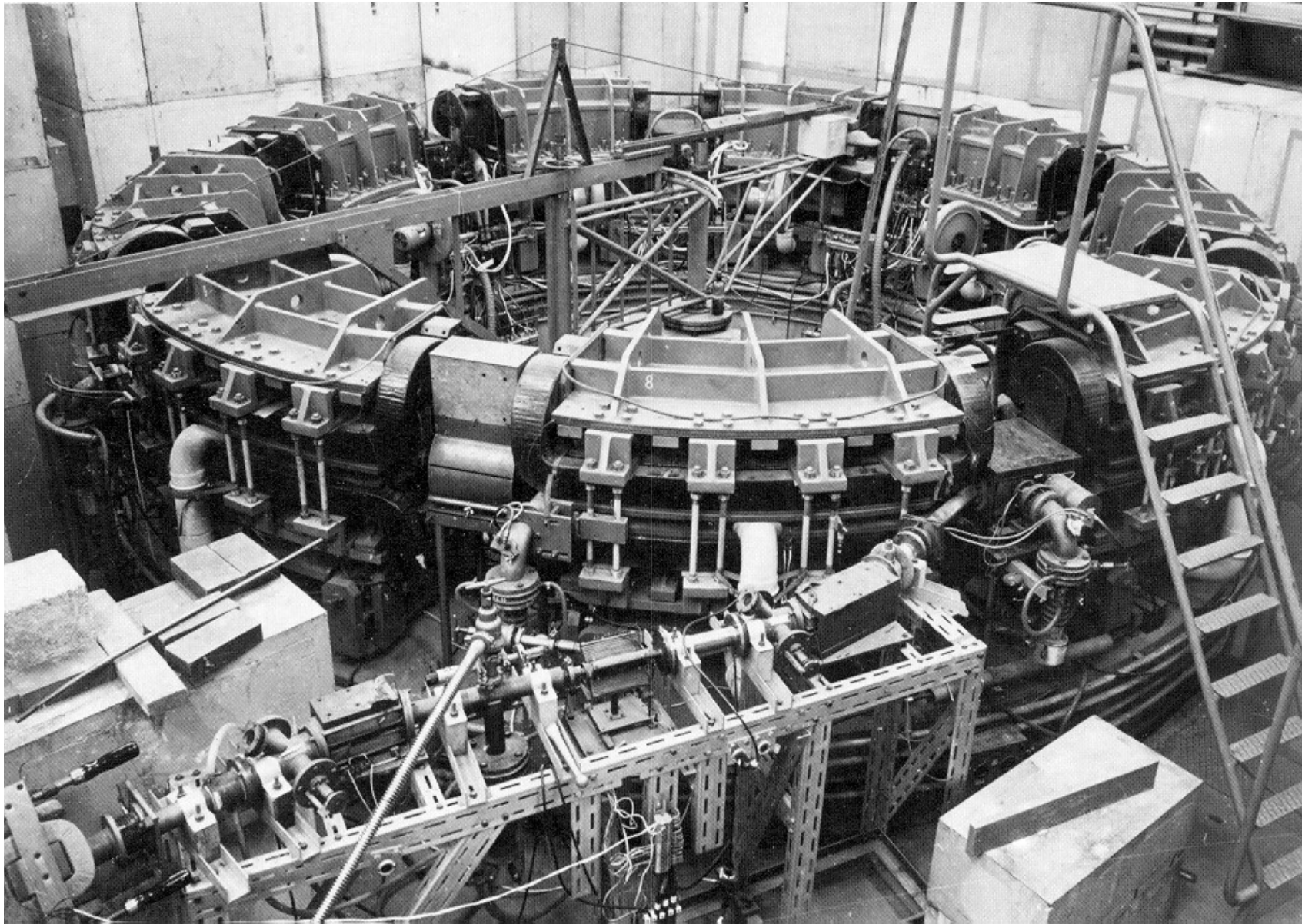
Beispiel: Synchrotron

Hier wird dieselbe Beschleunigungsstrecke nacheinander vielfach durchlaufen.

Dabei fahren das Magnetfeld und die Energie synchron hoch.

$$\frac{E_b}{B} = \text{const.}$$

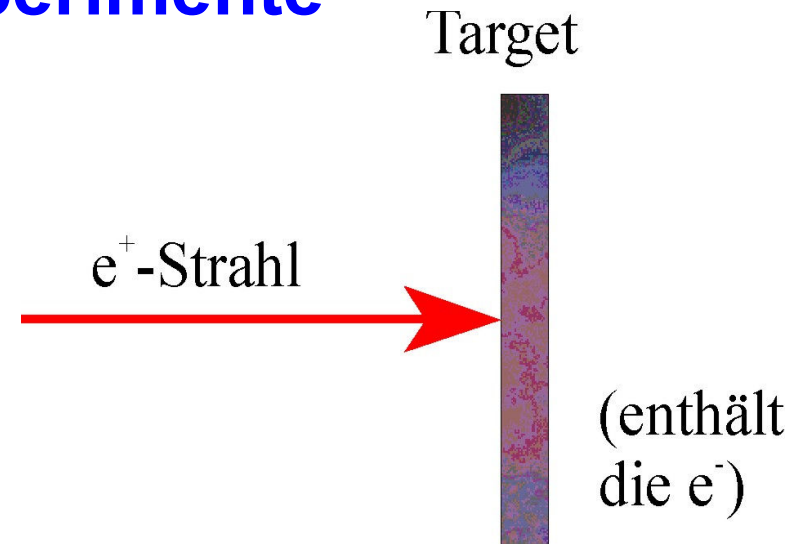




500 MeV-Synchrotron der Uni Bonn

3. Problem der Fixed Target Experimente

Streuexperiment für
Elektron-Positron
Reaktionen



In Ruhe:

Elektron



Positron

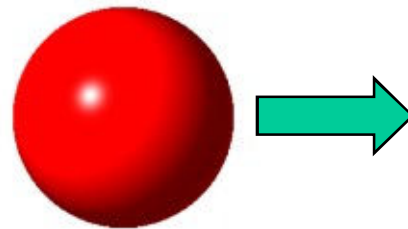


beide Massen sind
gleich

In Bewegung:

$$m = m_0 \gamma$$

$$\gamma = \frac{E}{m_0 c^2} \gg 1000$$



die Masse des
relativistischen
Elektrons ist viel
größer

Kollision einer großen Masse mit einer kleinen:



LKW verliert kaum Energie

Kabinenroller
wird heftig
zurückgestoßen

In den den „Stoßprozeß“ wird nur sehr wenig Energie übertragen

Erforderliche Energie beim Stoßprozeß

$$E_1 = \frac{E^{*2}}{m_0 c^2}$$

Beispiel: Erzeugung von $b\bar{b}$ – Paaren (b -Factory)

$$E^* = 9.47 \text{ GeV} \qquad m_e c^2 = 5.11 \cdot 10^{-4} \text{ GeV}$$

Dazu wäre folgende Primärenergie erforderlich

$$E_1 = 87750 \text{ GeV} = 87,75 \text{ TeV} (!!!)$$

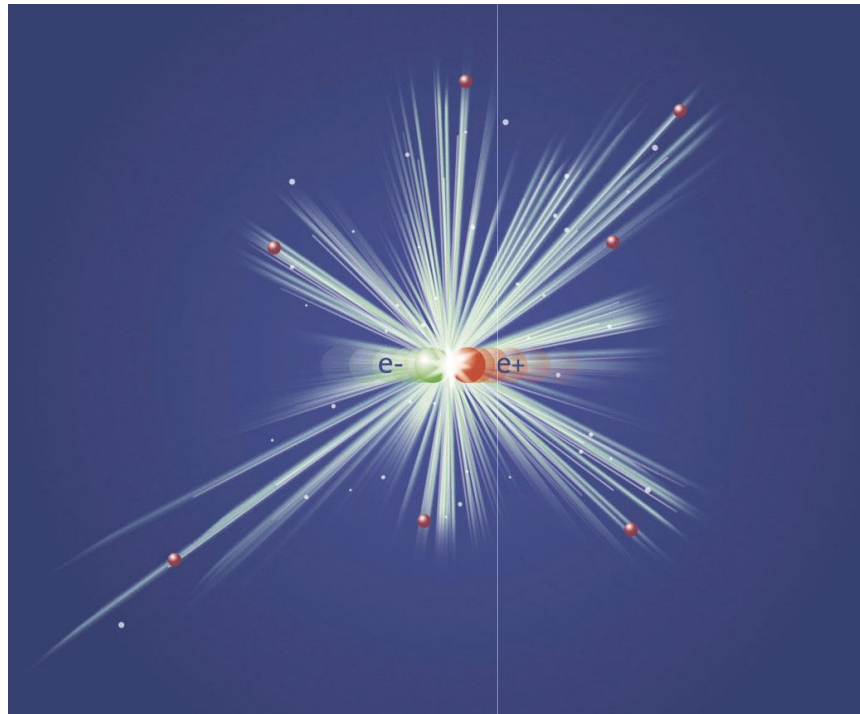
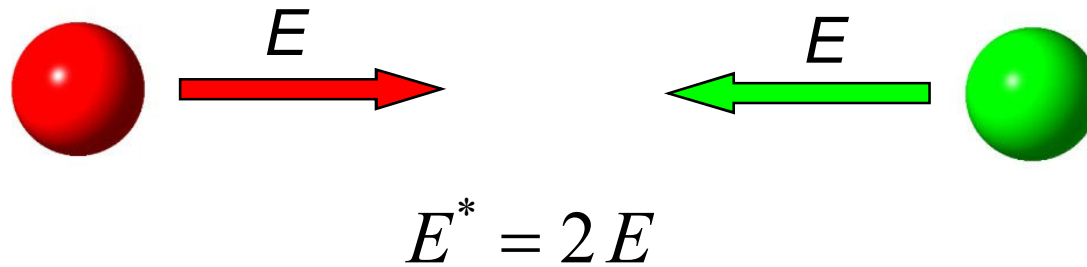
Solch einen Beschleuniger gibt es nicht.

Und was ist mit dem Higgs-Teilchen ?

sei $E^* \approx 250 \text{ GeV} \Rightarrow E_1 = 122309 \text{ TeV}$ (**hoffnungslos !**)

Ausweg:

Zwei kollidierende Strahlen gleicher Energie E

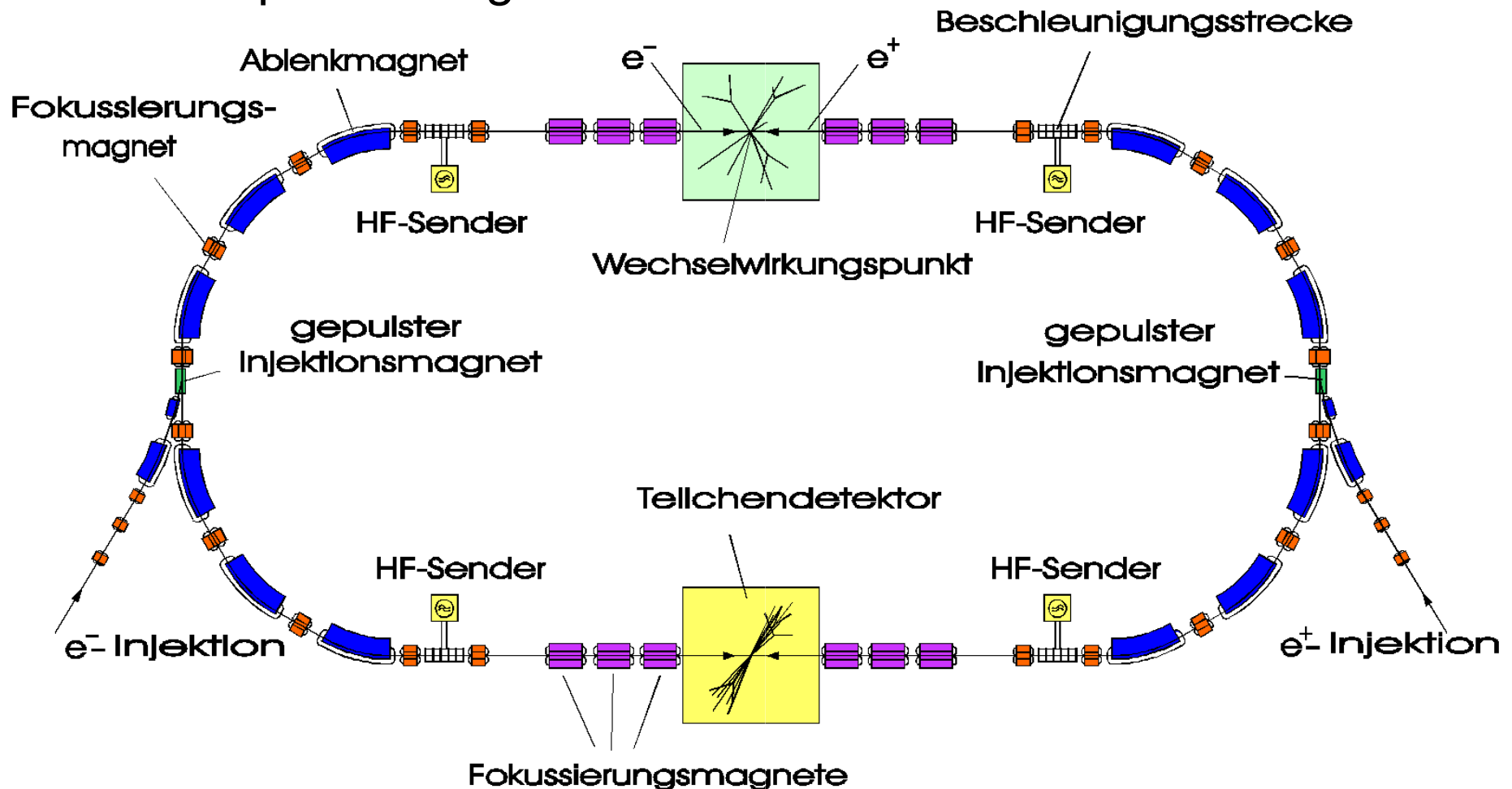


Elektron und Positron stoßen „head-on“ aufeinander und vernichten sich dabei. Was bleibt, ist Energie.

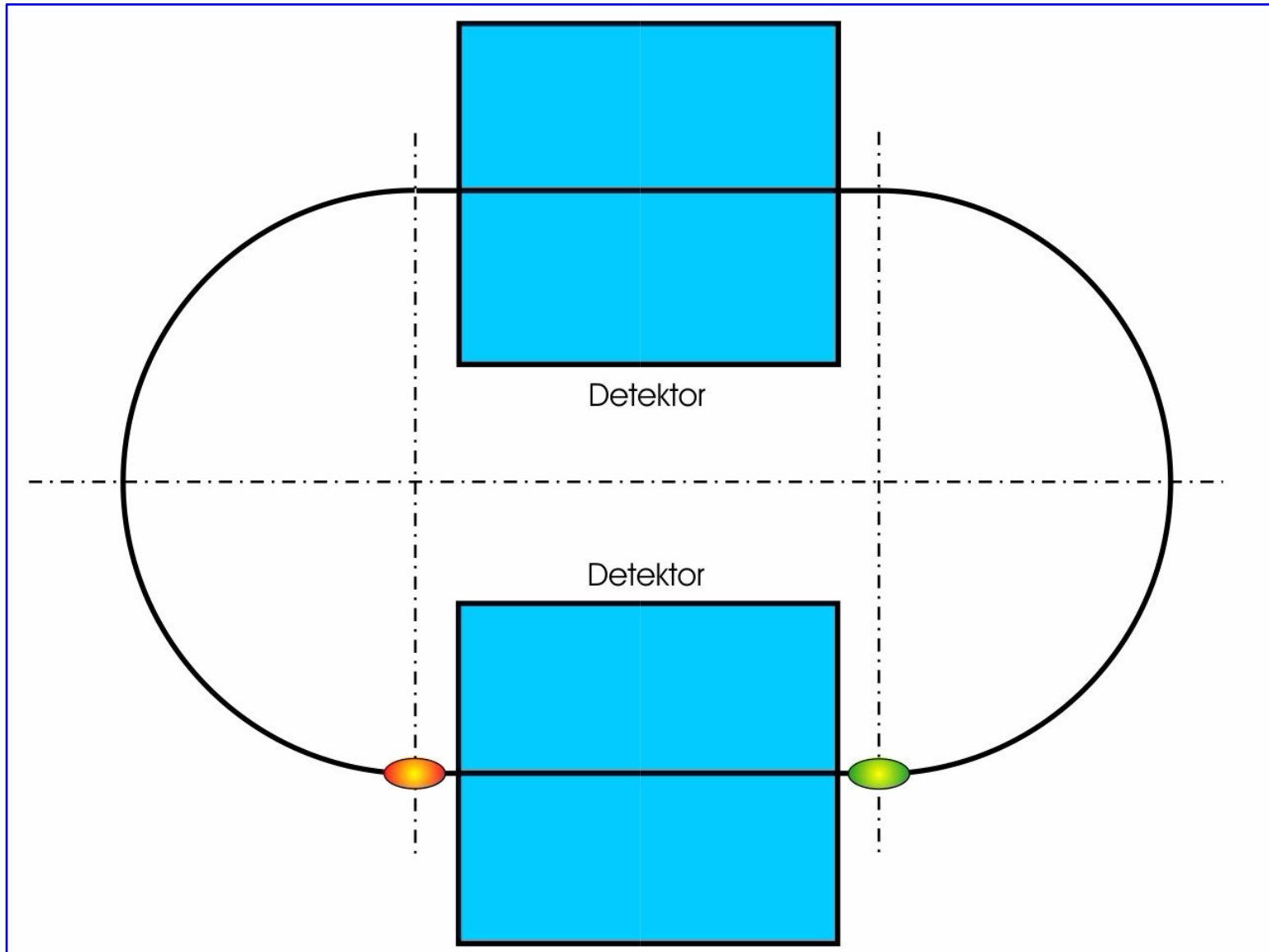
4. Die Collider

Aufbau eines Speicherrings

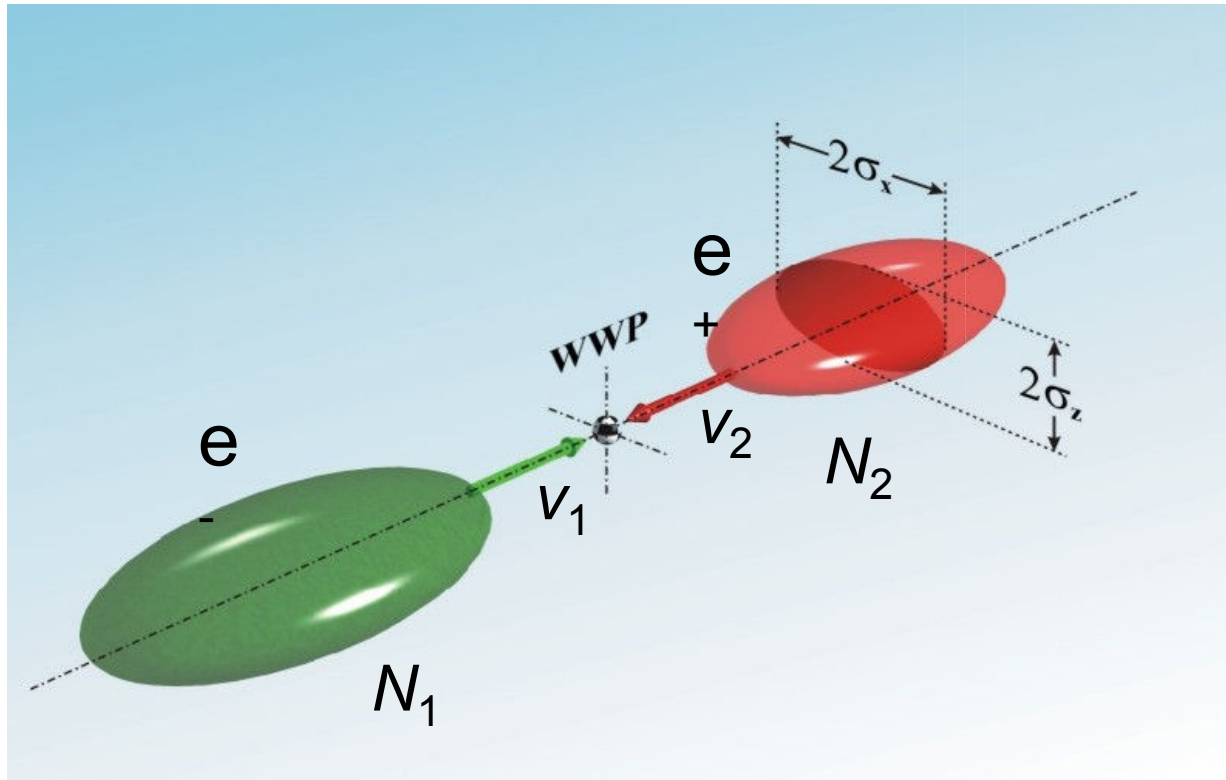
1947 entwickelten Kollath, Touschek und Wiederöe erste Ideen zum Bau von Speicherringen



Funktionsweise eines Speicherrings



Kollision zweier Bunche im Wechselwirkungspunkt (WWP)



Mittlerer Abstand
der Elektronen:

Im Bunch sind etwa
 $N \approx 10^{11}$ Elektronen.

Mit

$$\begin{aligned}\sigma_x &= 1 \text{ mm}, \\ \sigma_z &= 0,1 \text{ mm} \\ \sigma_s &= 10 \text{ mm}.\end{aligned}$$

Volumen pro Elektron $\Delta V_{\text{el}} \approx \frac{V}{N} = 4 \cdot 10^{-20} \text{ m}^3 \Rightarrow \langle d_{\text{bunch}} \rangle \approx 3,4 \cdot 10^{-7} \text{ m}$

In einem Festkörper ist der Elektronenabstand $d \approx 1 \cdot 10^{-10} \text{ m}$



Die Elektronen treffen sich selten !

Optimierung der Luminosität

$$\dot{N}_p = \sigma_p \mathbf{L}$$

$$L = \frac{b f_u}{4\pi} \cdot \frac{N_1 N_2}{\sigma_x \sigma_z}$$

hohe Teilchenzahl

kleine Strahlquerschnitte

Konsequenz:

$$\sigma = \sqrt{\varepsilon \beta(s)}$$

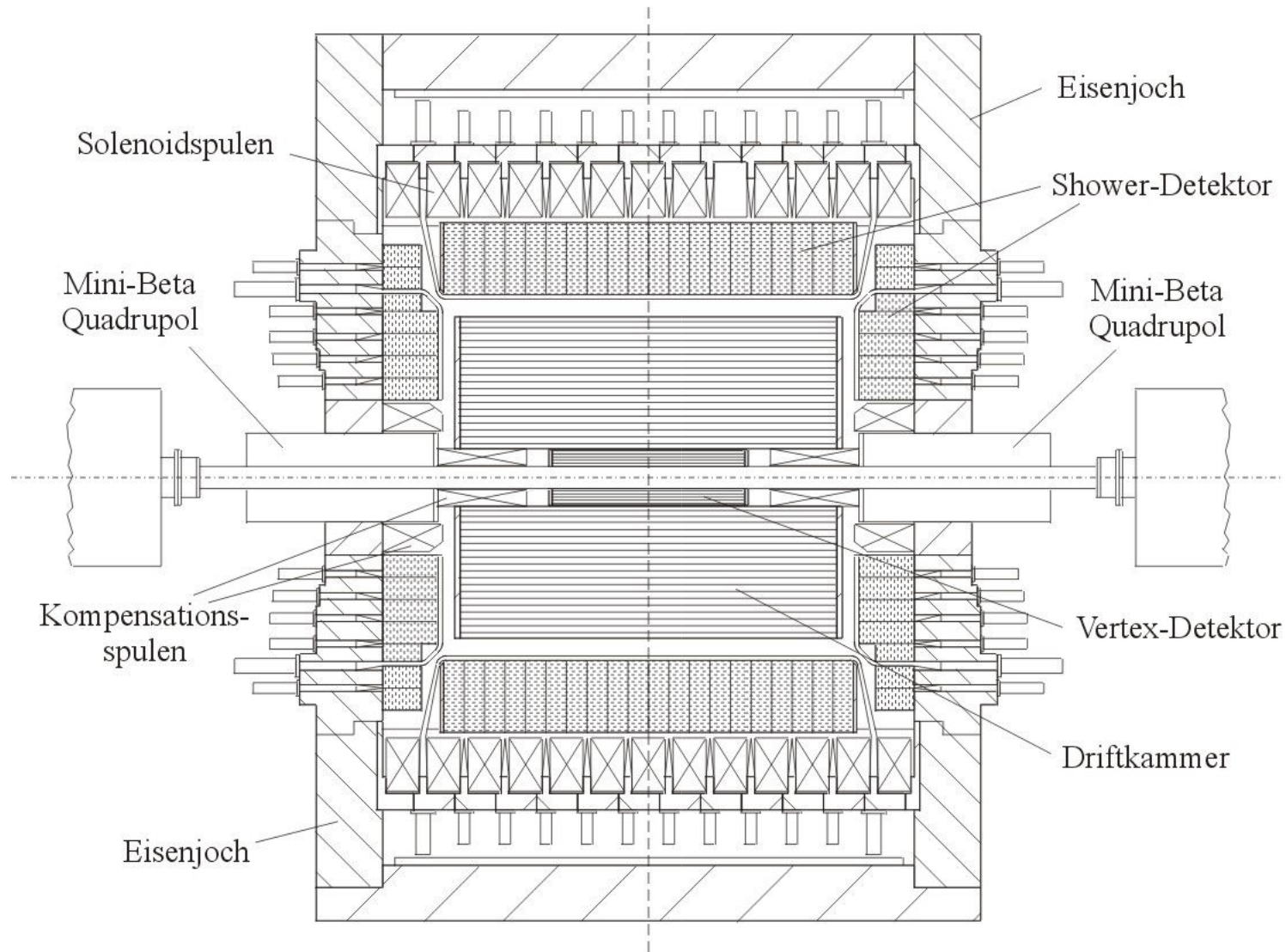
Emittanz

lokale Fokussierung

- sehr kleine „Betafunktion“ im WWP
- kleine Strahlemittanz^{*)}

^{*)} Bei SR unterhalb der Raumladungsgrenze

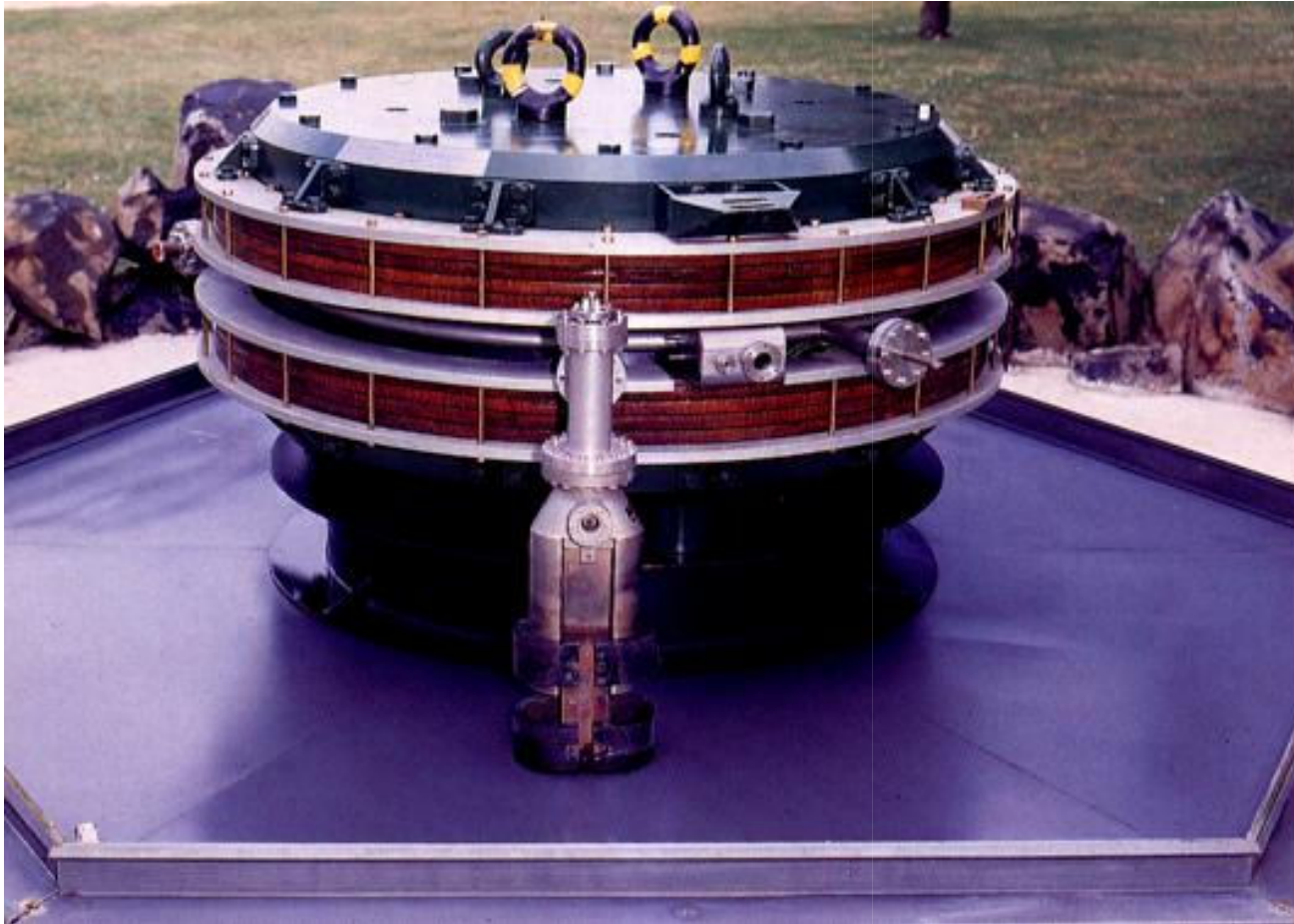
Beispiel: Der ARGUS-Detektor an DORIS II (DESY)



Damit wurde die integrierte Luminosität um den Faktor 50 erhöht.

Beispiele für erfolgreiche zirkulare Kollider

Die ersten Speicherringe:



A.d.A
Frascati

$E = 250 \text{ MeV}$
 $L = 4,08 \text{ m}$

e^+e^- –
Speicherring

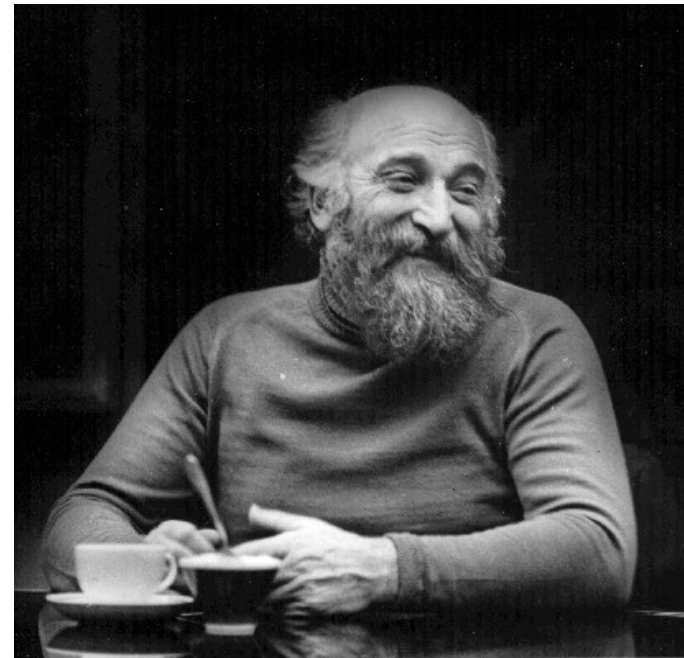


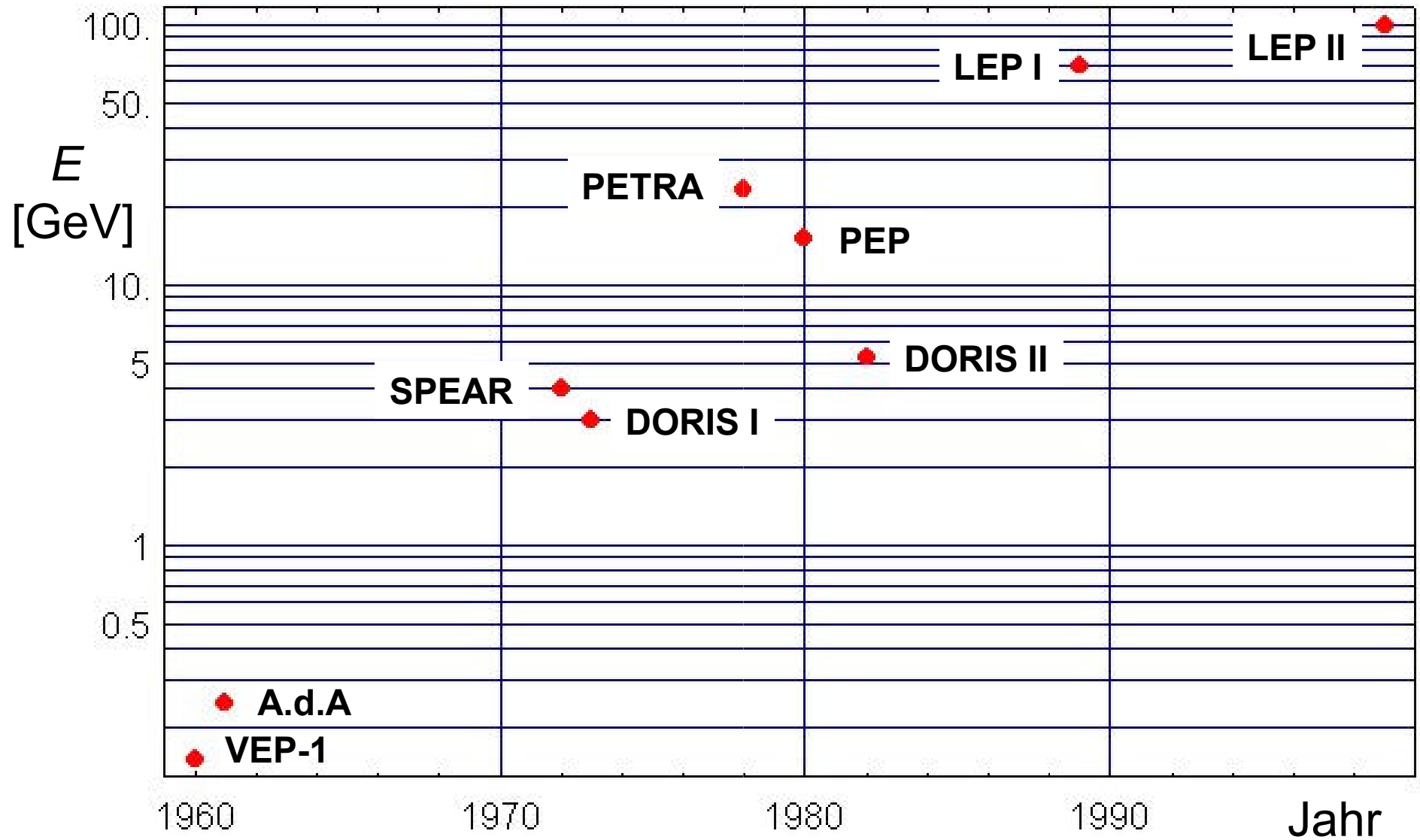
VEP-1

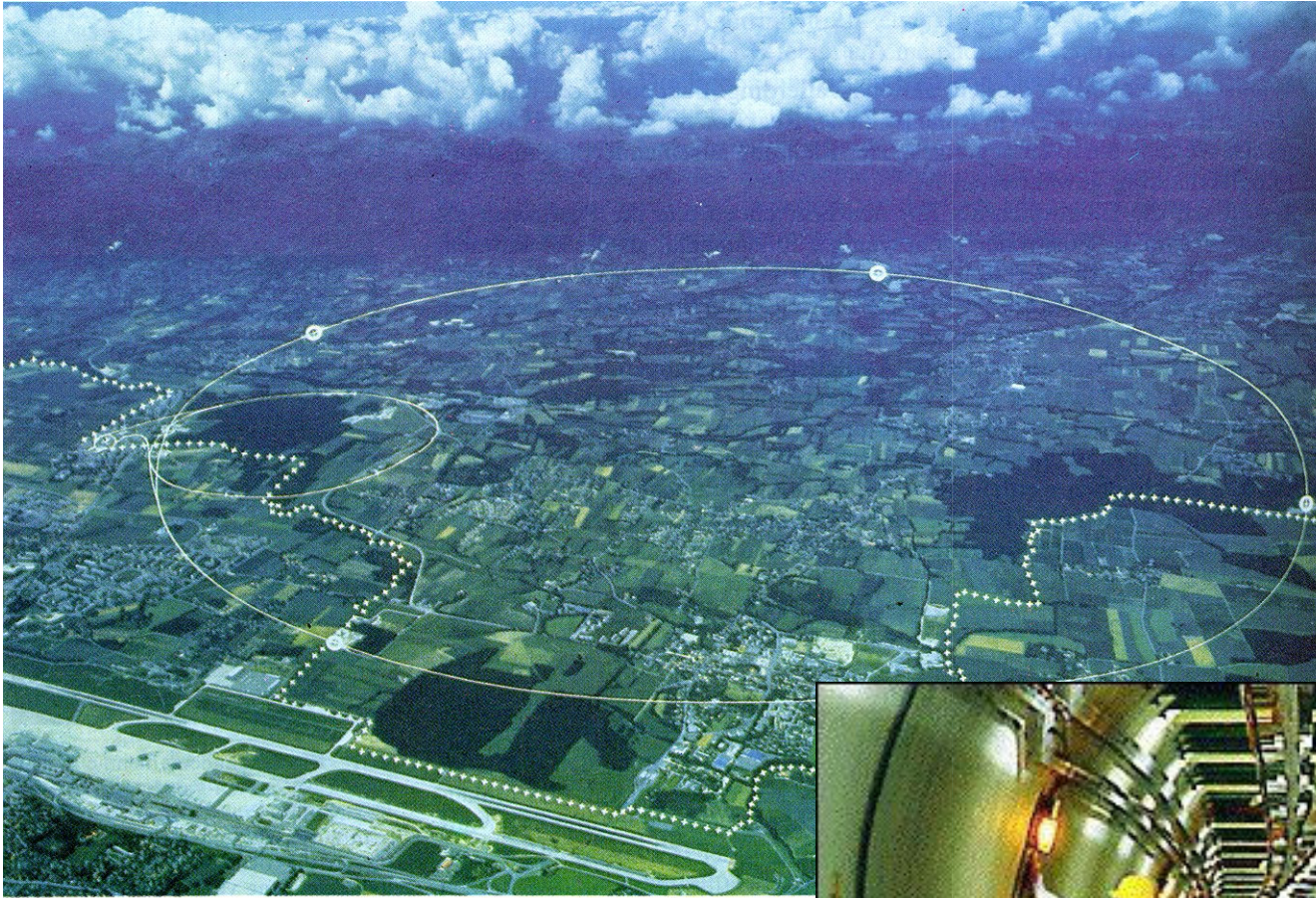
Novosibirsk

$E = 140 \text{ MeV}$

$L = 3,0 \text{ m}$



Entwicklung von e^+e^- -Speicherringen (Beispiele)



LEP

Genf

$E = 100 \text{ GeV}$

$L = 27 \text{ km}$

Der größte zyklische
Elektronen-Speicherring
(„Ende der Fahnenstange“)



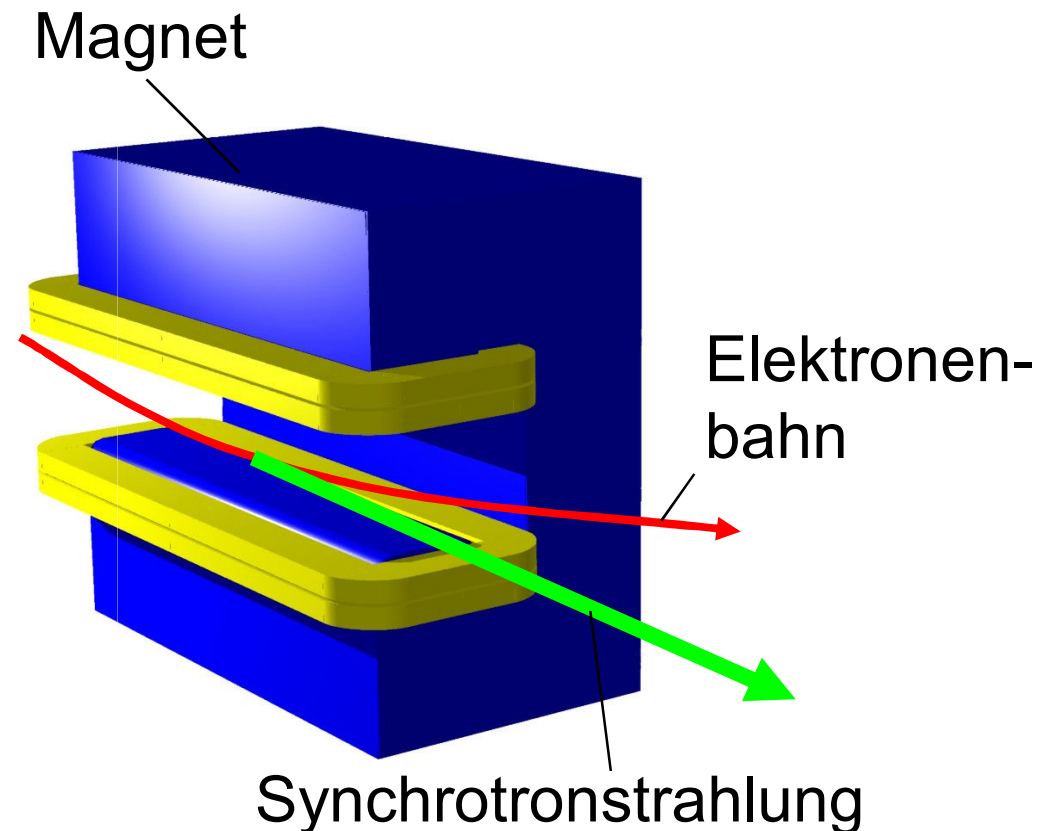
Grenzen der Elektronenspeicherringe

Warum macht es keinen Sinn, Elektronenspeicherringe mit Energien über 100 GeV zu bauen ?

Auf gebogenen Bahnen umlaufende Elektronen senden Synchrotronstrahlung aus

Der Energieverlust pro Umlauf ist

$$\Delta E \propto \frac{E^4}{R}$$



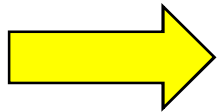
Energieverlust durch Synchrotronstrahlung

Name	E [GeV]	R [m]	B [T]	ΔE [keV]
A.d.A	0,25	0,65	1,28	0,53
VEP-1	0,14	0,48	0,97	0,07
SPEAR	3,0	12,8	0,78	597,40
DORIS II	5,3	12,0	1,47	5819,00
PETRA	23,5	190	0,412	142057,00
LEP	100	3000	0,111	2950000,00



Außerdem wächst bei Kreisbeschleunigern der Strahlquerschnitt mit der Energie

$$\sigma = \sqrt{\varepsilon \beta(s)} \quad \varepsilon(E) \propto E^2 \quad \Rightarrow \quad \mathbf{L} \quad \text{nimmt ab}$$



Oberhalb von $E = 100$ GeV können zyklische Elektronenbeschleuniger nicht mehr effizient verwendet werden !

Ausweg:

- Bei linearer Beschleunigung wird praktisch keine Synchrotronstrahlung emittiert
- Der Strahlquerschnitt sinkt mit der Energie

$$\varepsilon \propto \frac{1}{E}$$



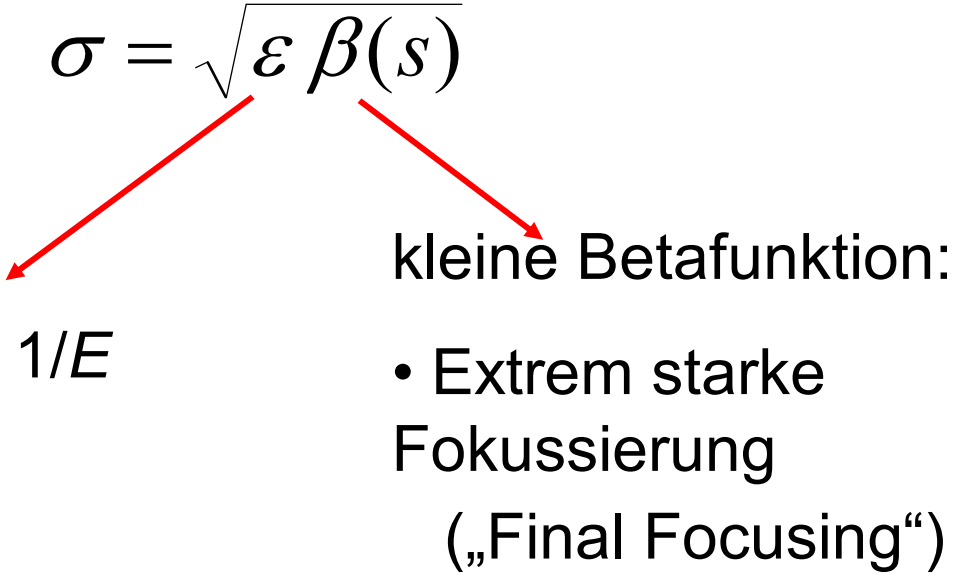
Lineare Collider

Lineare Collider

Bei LINACs ist die Trefferhäufigkeit f_u wesentlich kleiner, als bei Speicherringen. Daher ist die Luminosität zunächst klein.

$$L = \frac{b f_u}{4\pi} \cdot \frac{N_1 N_2}{\sigma_x \sigma_z}$$

Die Strahlquerschnitte müssen daher wesentlich kleiner gemacht werden.

$$\sigma = \sqrt{\varepsilon \beta(s)}$$


kleine Emittanz:

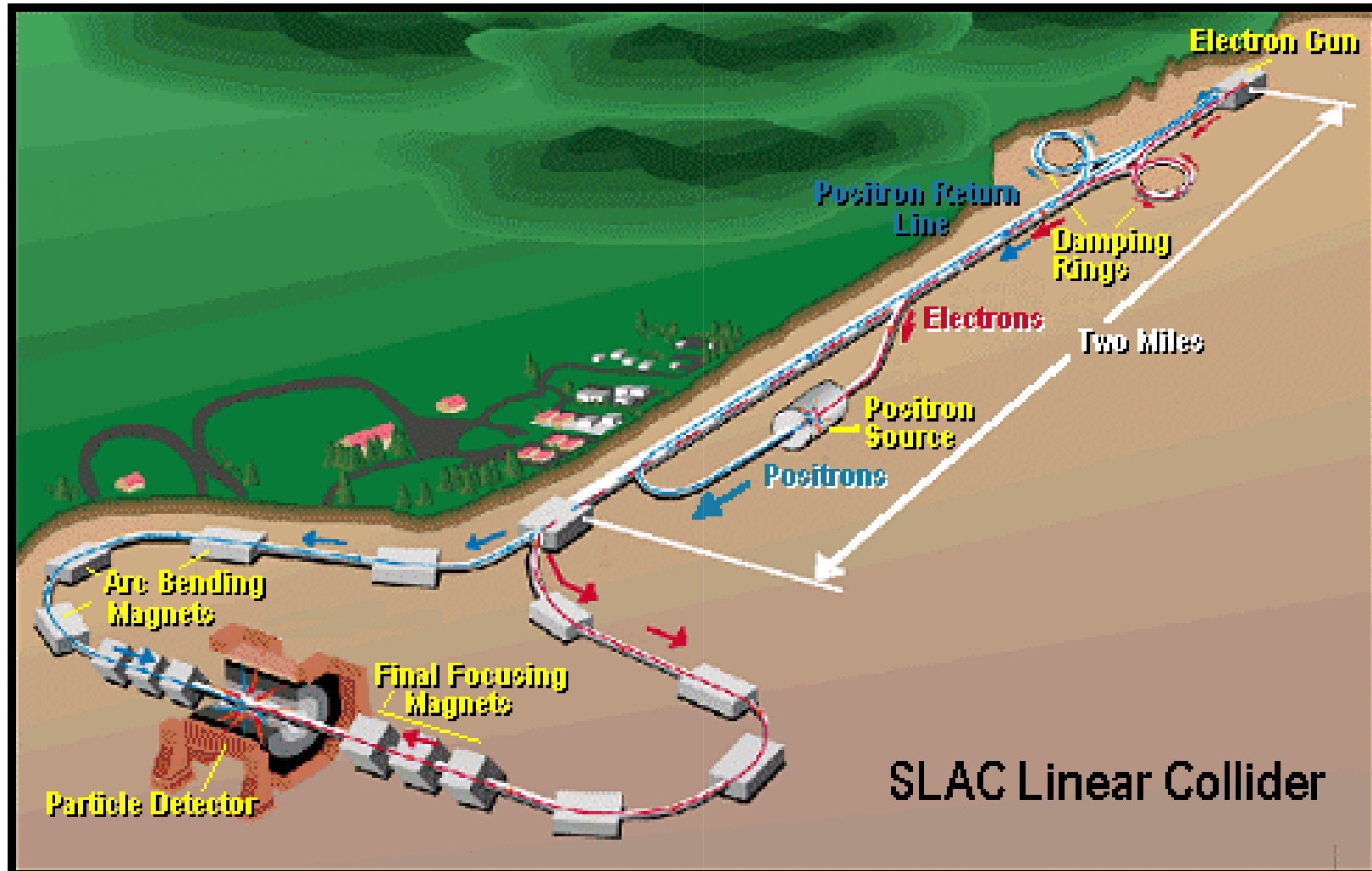
- bei LINACS: $\varepsilon \propto 1/E$
- Laser-Guns
- Dämpfungsring

kleine Betafunktion:

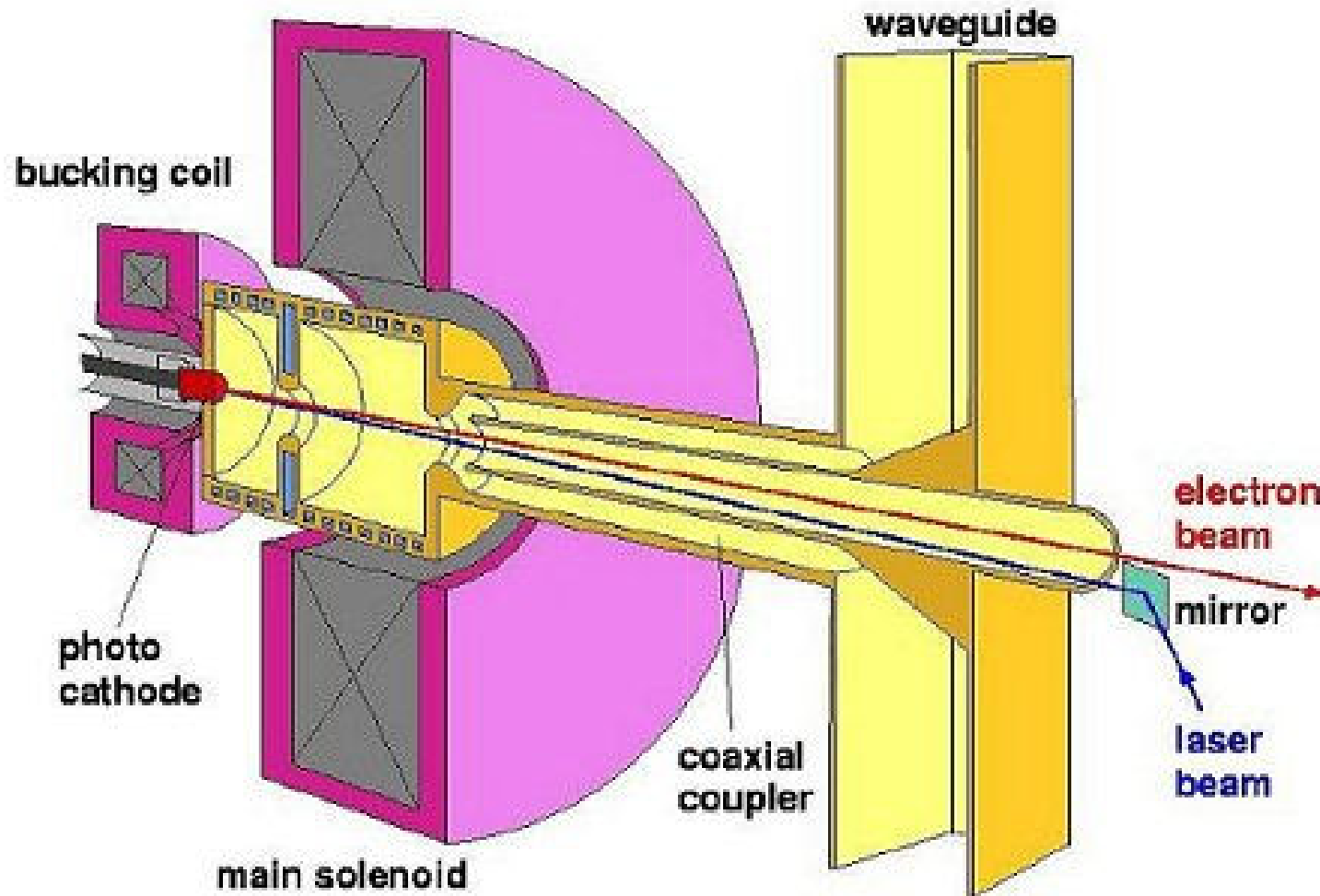
- Extrem starke Fokussierung („Final Focusing“)

Extrem hohe Elektronenenergien lassen sich nur mit „Linearen Collidern“ erreichen.

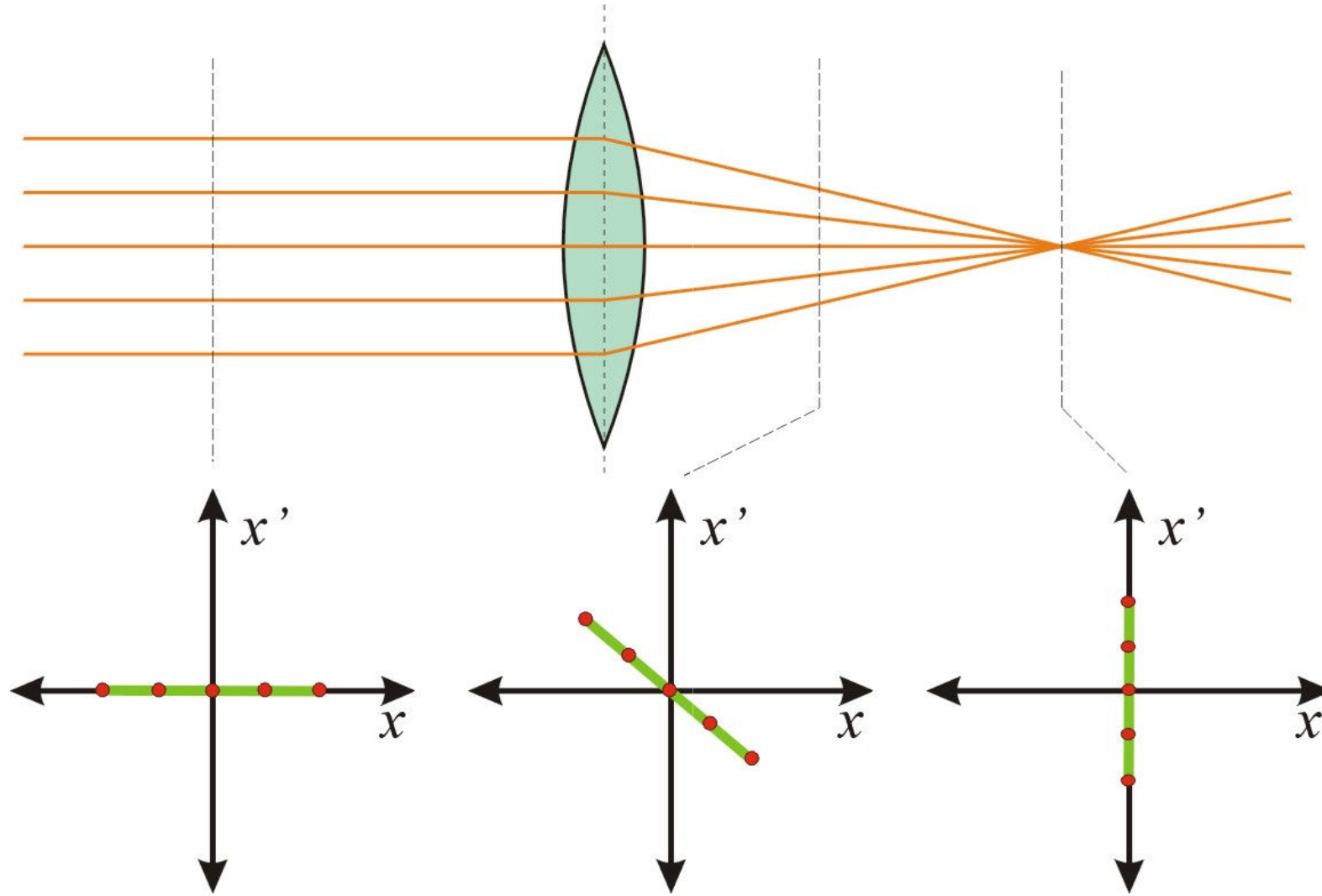
Erstes Beispiel: der SLAC Linear Collider (SLC)



Laser-Gun zur Erzeugung von Elektronenstrahlen

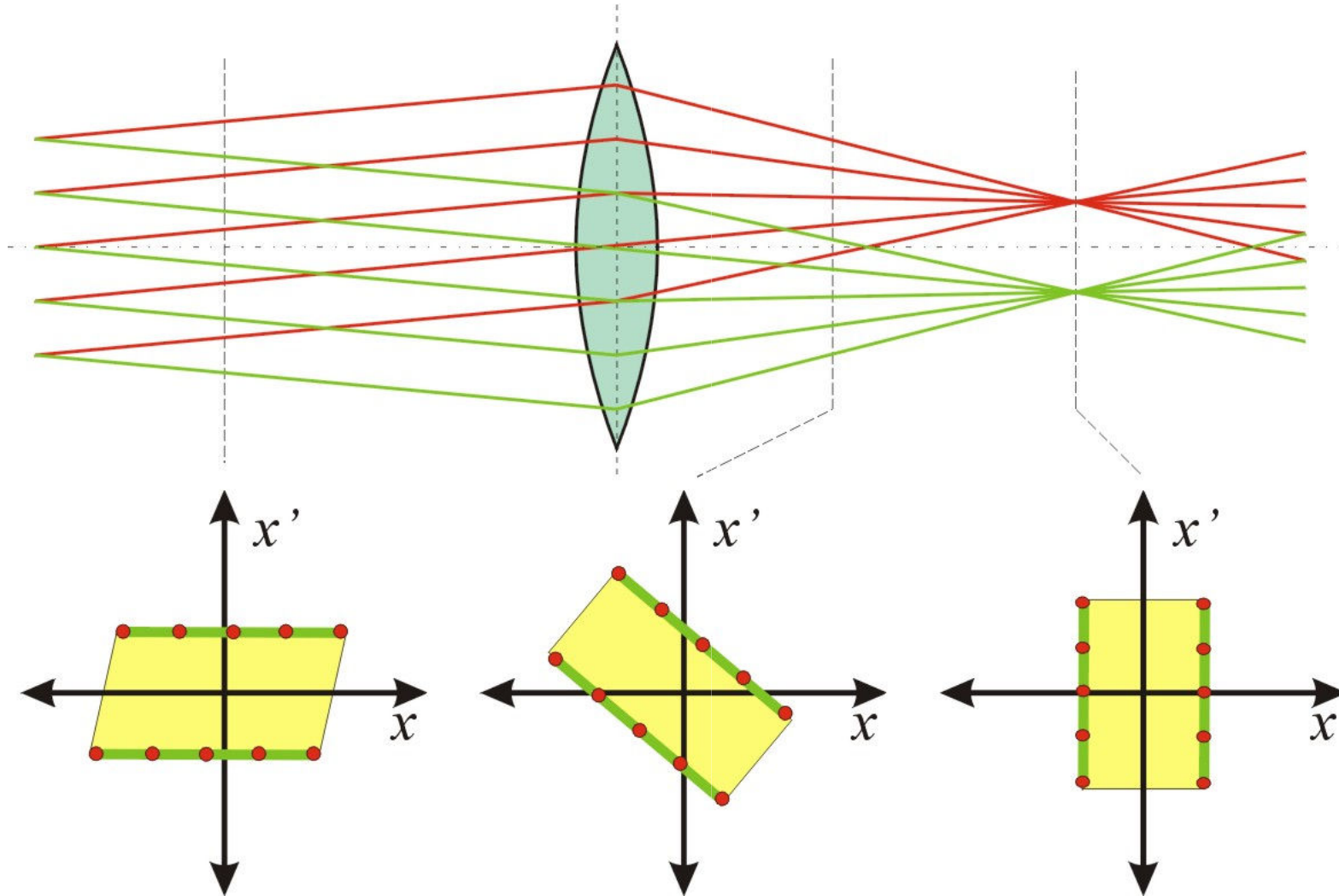


Strahl mit verschwindender Emittanz

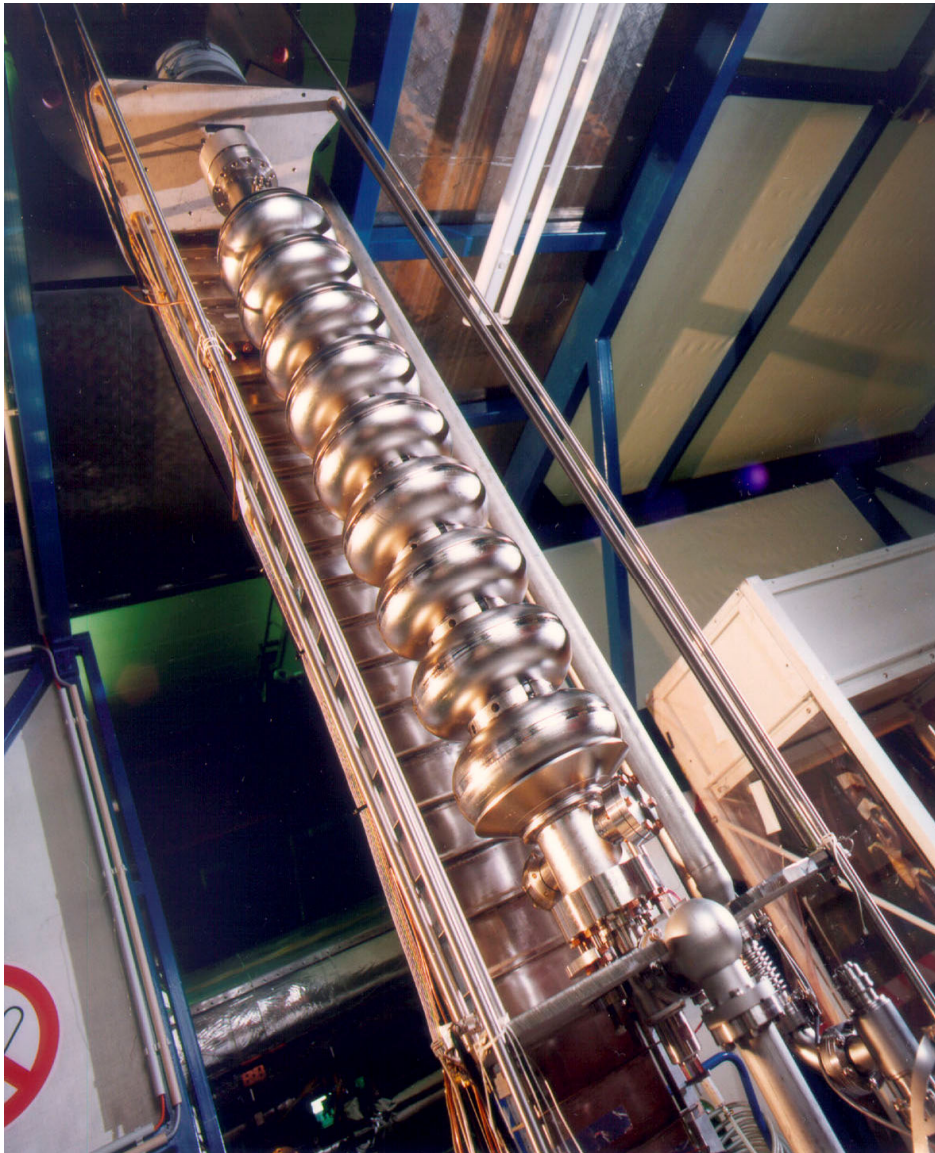


Emittanz $\varepsilon = 0$

Strahl mit endlicher Emittanz



Emittanz $\varepsilon > 0$

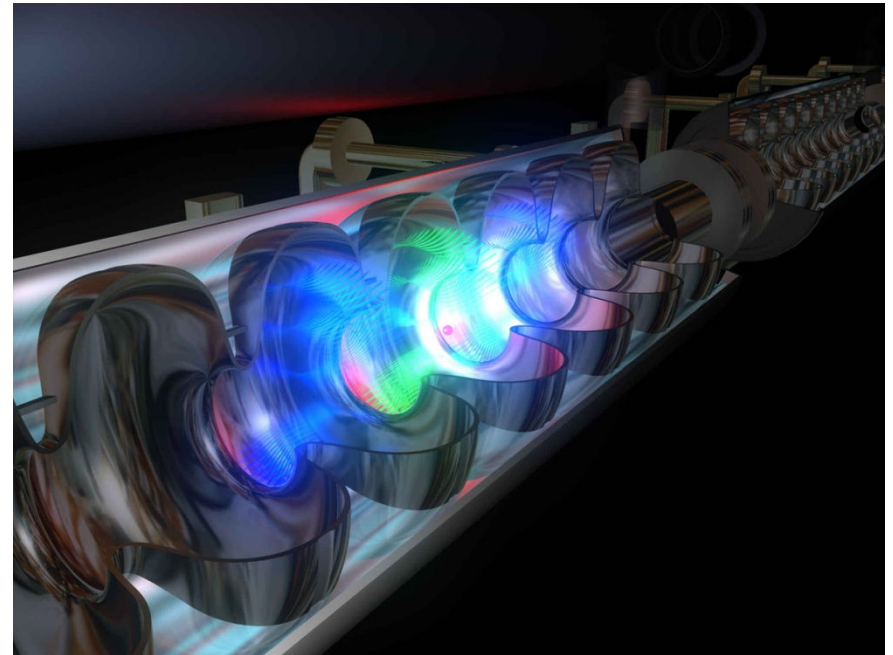


Supraleitende HF-Strukturen

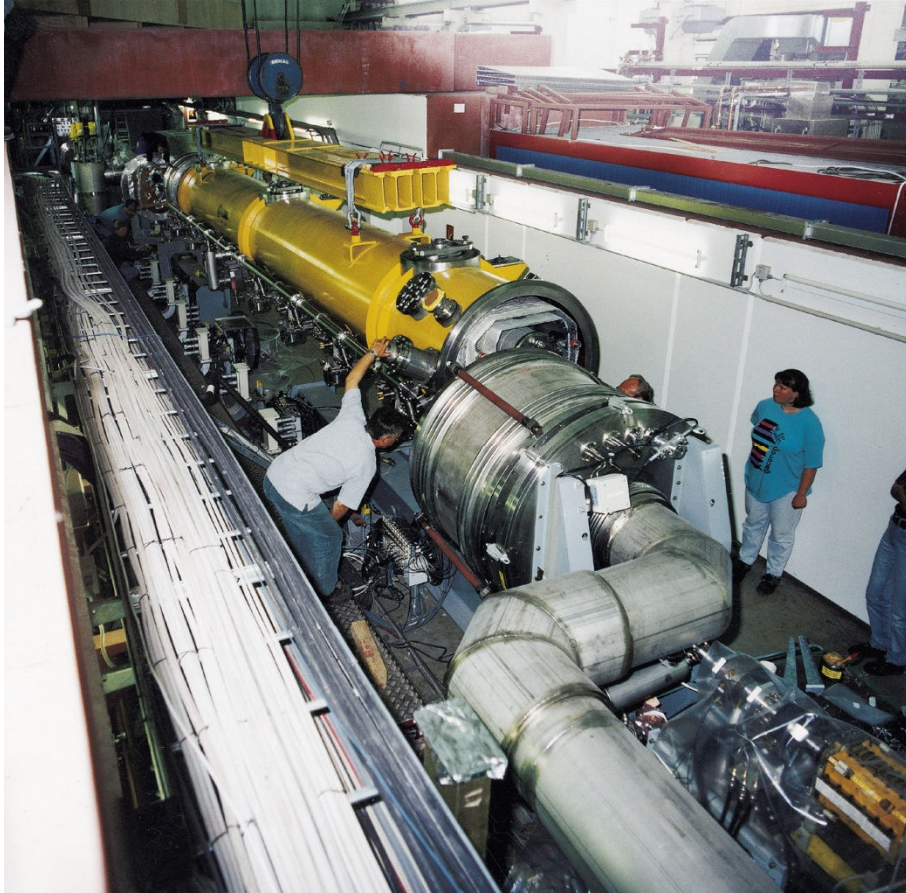
Supraleitende Strukturen

TESLA

Gradient: $\frac{dU}{ds} = 35 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$



TESLA TEST FACILITY (DESY)

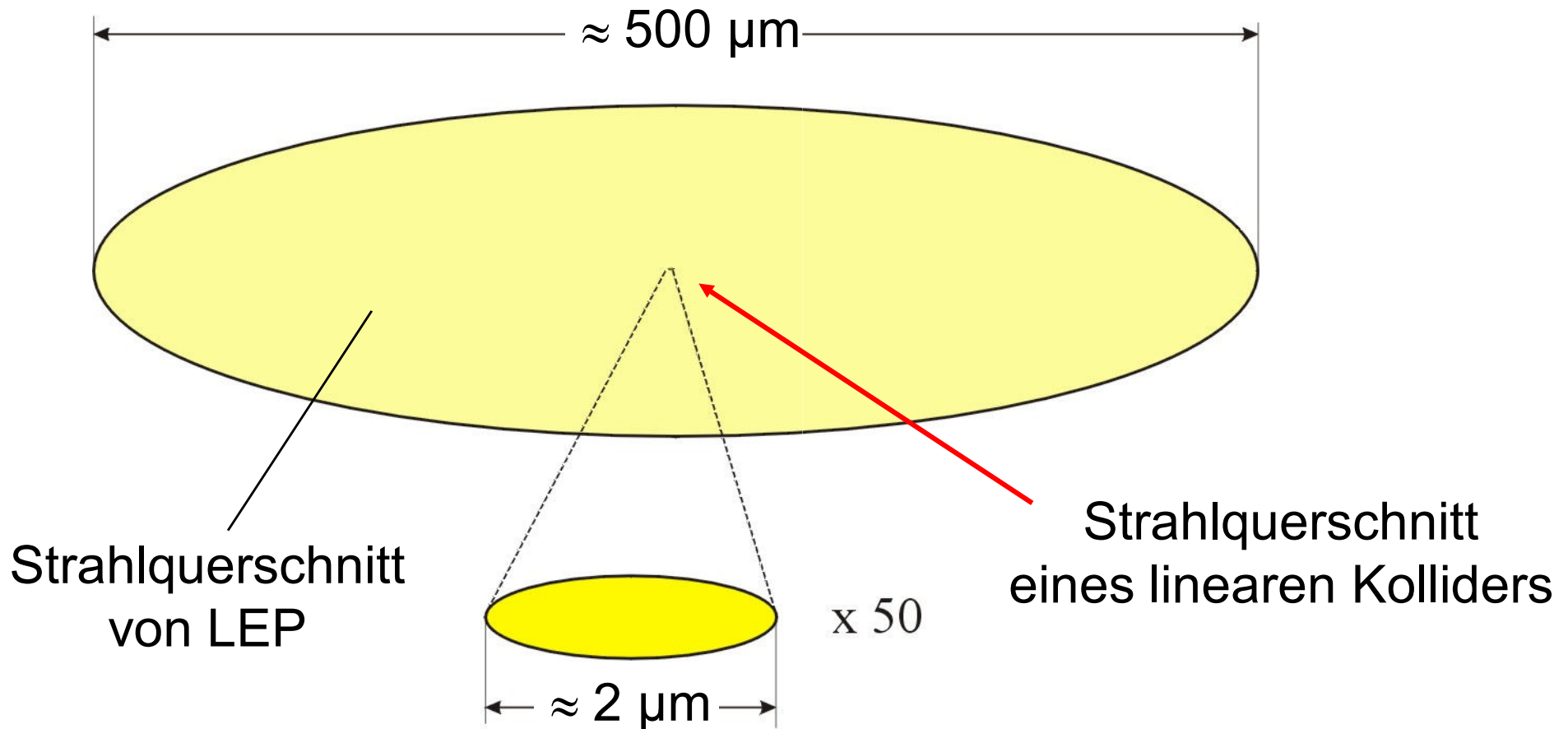


Blick auf die TTF

Montage im Reinraum



Vergleich des Strahlquerschnitt eines Speicherrings mit dem eines linearen Kolliders



Hadron-Collider

Bei gleicher Energie E und gleichem Biegeradius R strahlen Protonen wesentlich weniger Synchrotronstrahlung aus als Elektronen.

$$\Delta E \propto \frac{(m_{\text{Prot}} c^2)^4}{(m_{\text{El}} c^2)^4} = 1,13 \cdot 10^{13}$$

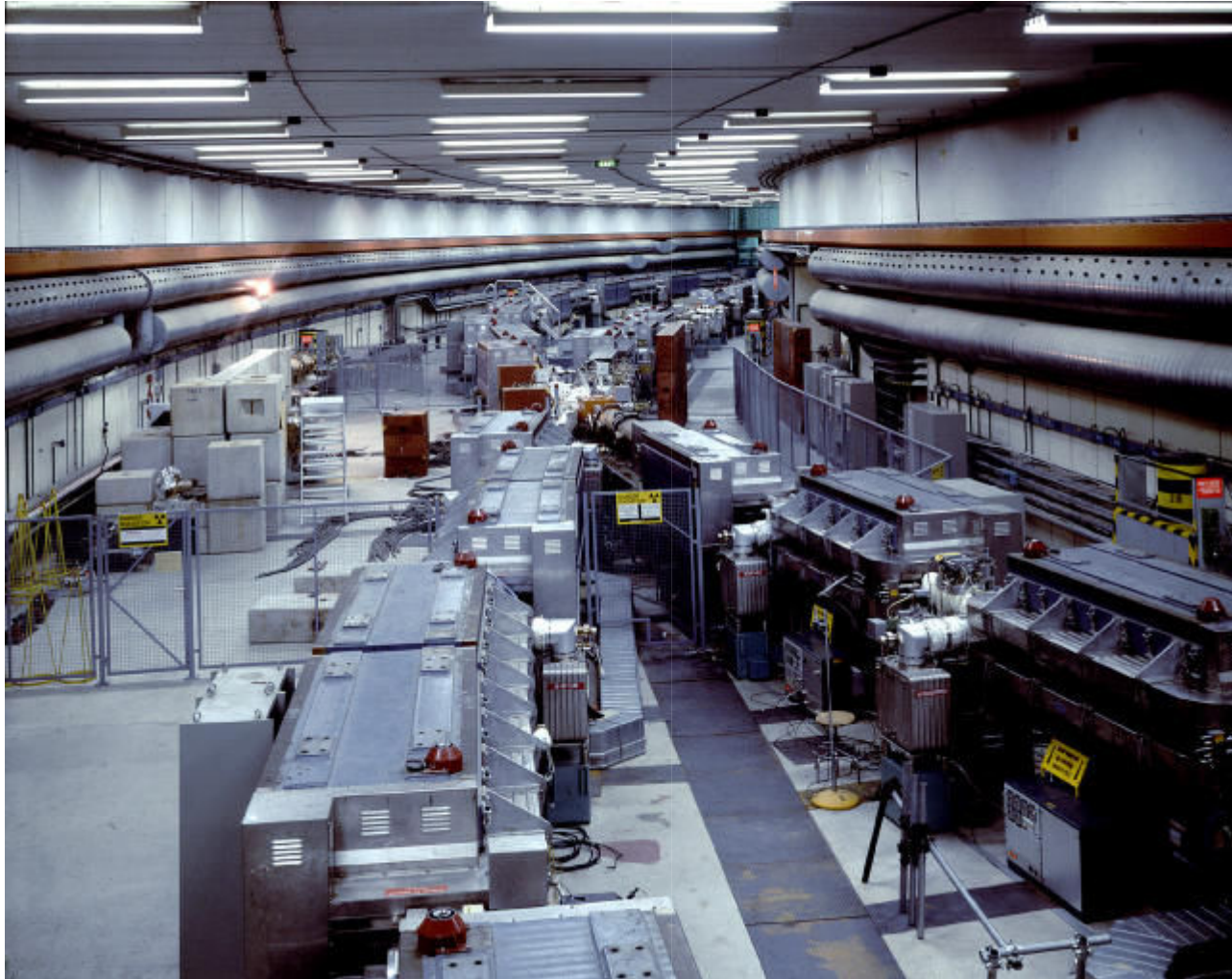
mit

$$m_{\text{Prot}} c^2 = 938,19 \text{ MeV}$$

$$m_{\text{El}} c^2 = 0,511 \text{ MeV}$$

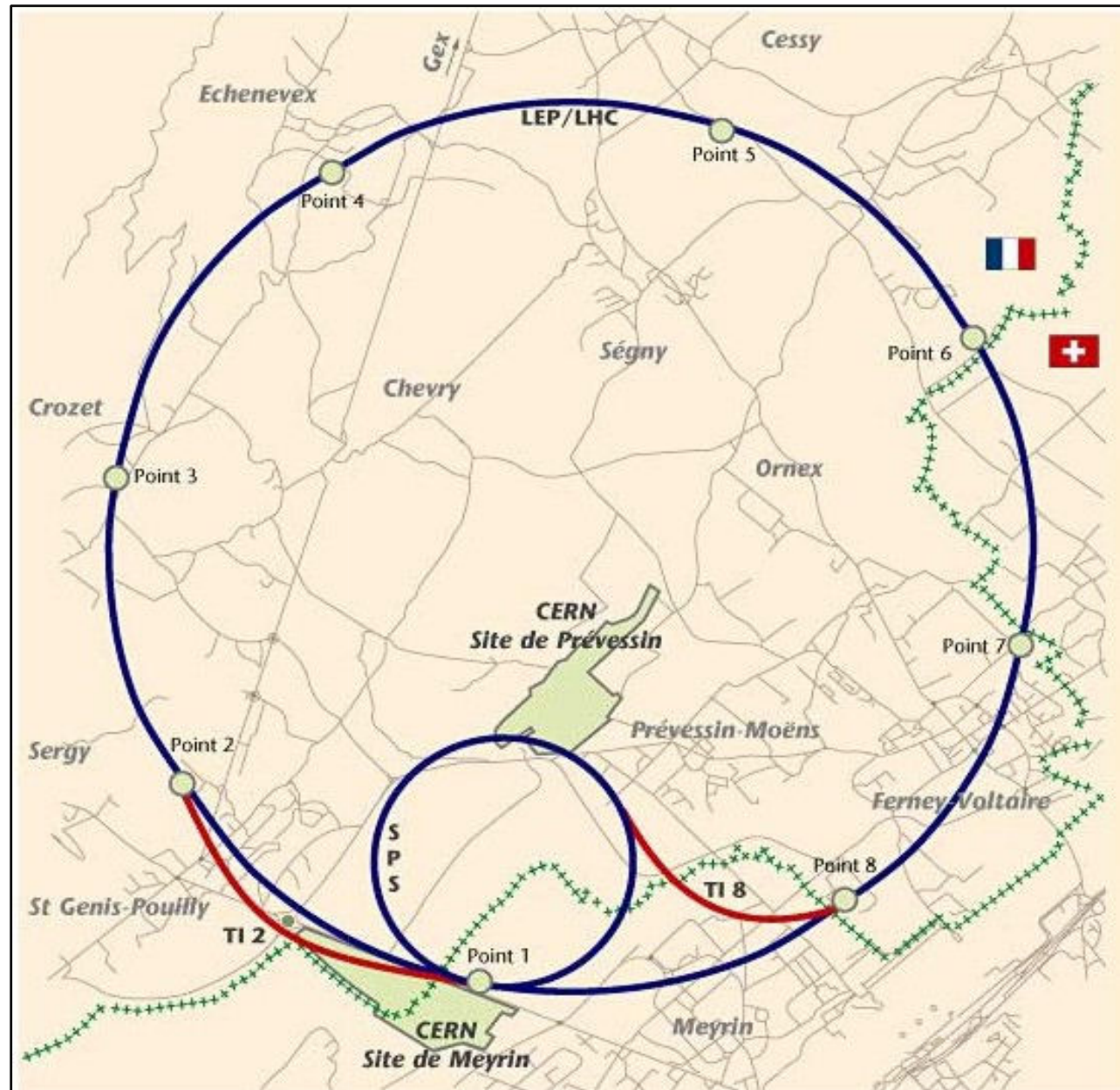
Daher lassen sich in Kreisbeschleunigern mit Protonen wesentlich höhere Energien erreichen.

Erster Proton-Proton-Collider ISR, CERN (1971)

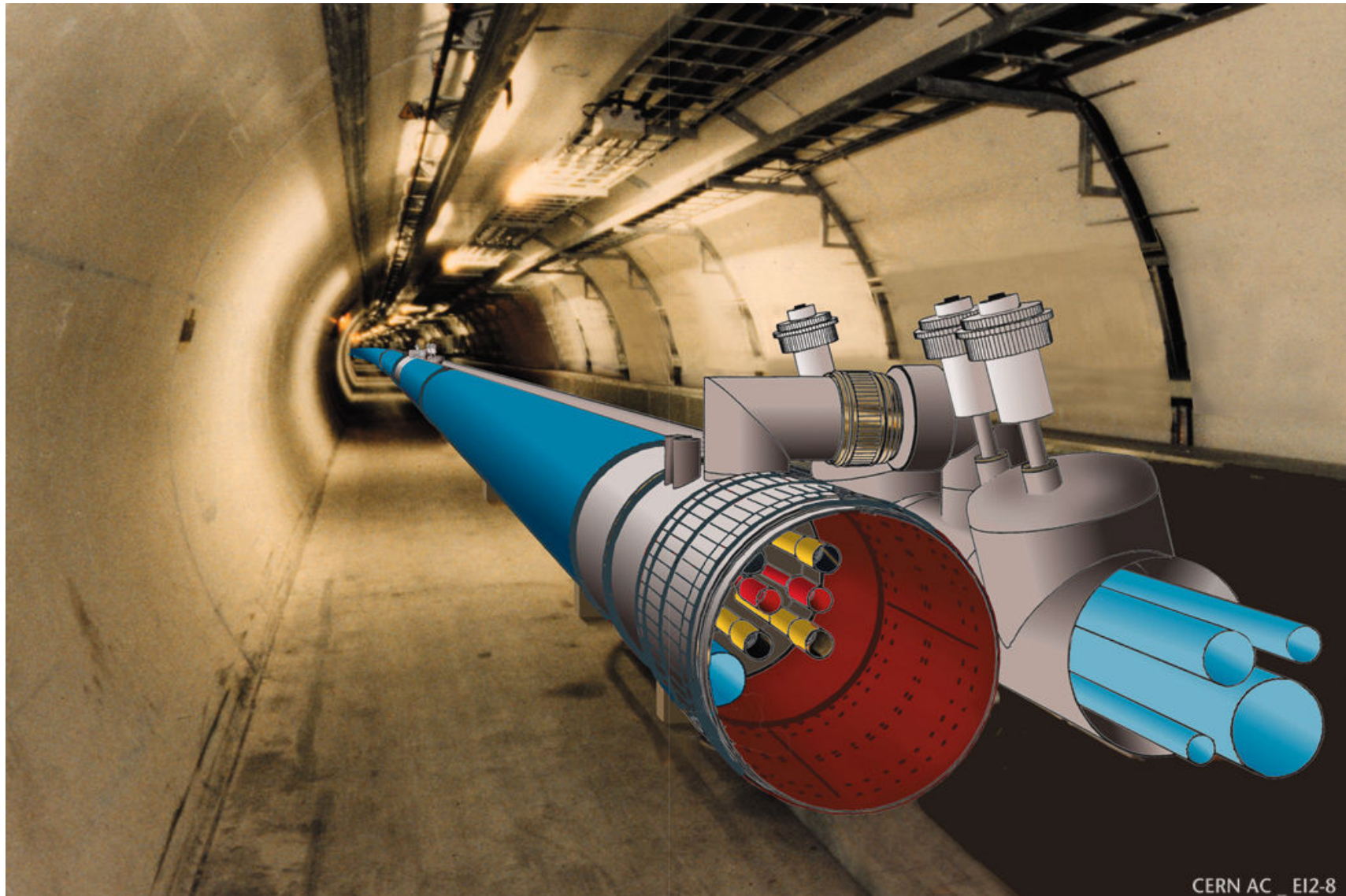


Strahlenergie: $E = 30 \text{ GeV}$

Der 7 TeV Collider LHC (CERN)



Tunnel des LHC

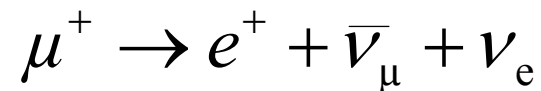


5. Exotische Beschleuniger - Neutrino-Strahlen

Wie erzeugt man Neutrinostrahlen ?

In üblicher Weise werden hochenergetische Protonen auf ein Target geschossen, dabei entstehen Myonen.

Myonen zerfallen in Ruhe nach $\tau_{1/2}^0 = 2,26\mu\text{s}$ in ein Elektron und 2 Neutrinos

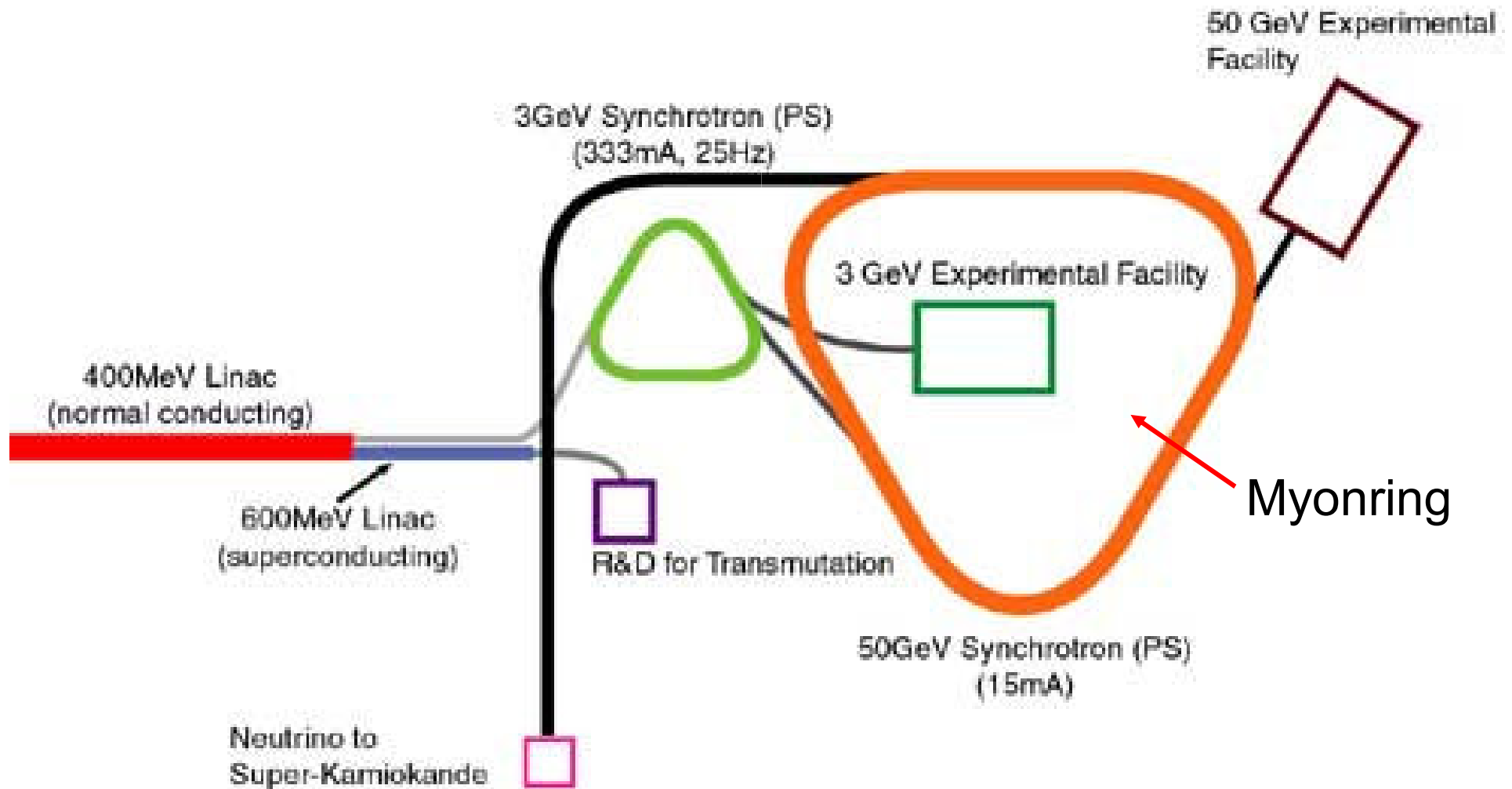


Auf Grund der relativistischen Geschwindigkeiten wirkt die **Zeitdilatation**:

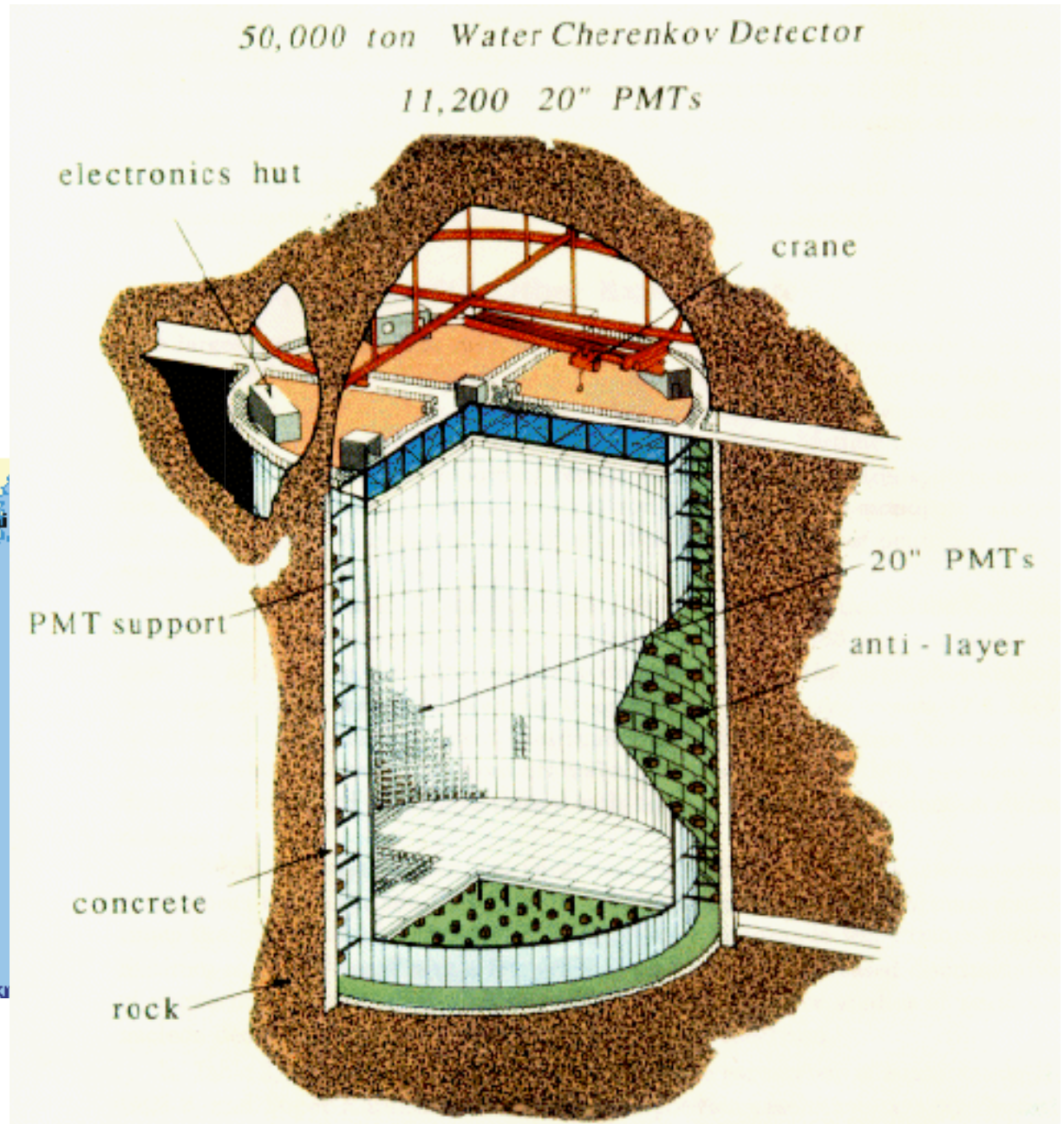
$$\tau_{1/2} = \gamma \tau_{1/2}^0 = \frac{\tau_{1/2}^0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad E_\mu = 50 \text{ GeV} \quad \Rightarrow \quad \tau_{1/2} = 1070 \mu\text{s}$$

dadurch können die Myonen relativ lange Strecken in Beschleunigern zurücklegen

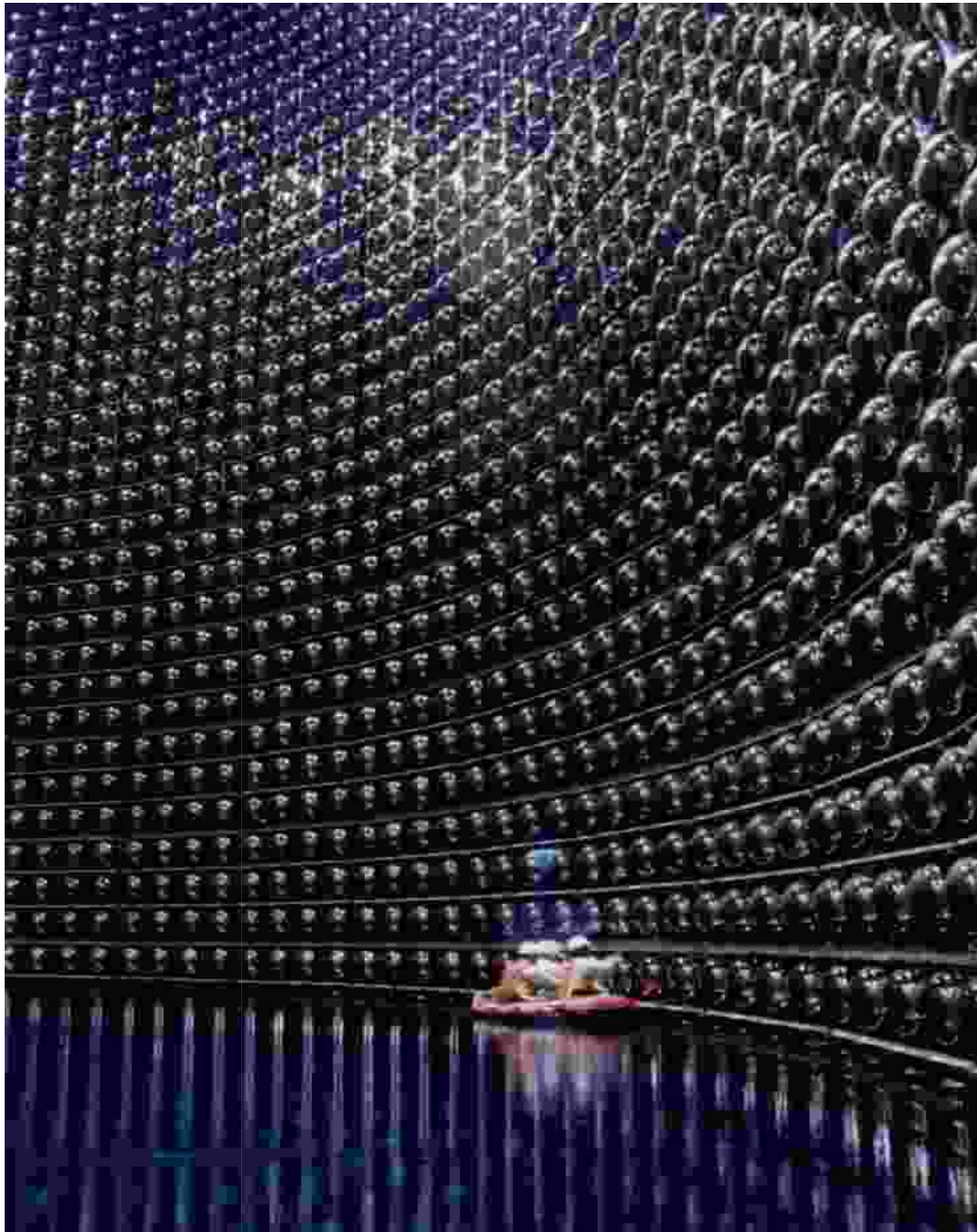
Beispiel einer Myonenquelle zur Erzeugung von Neutrinostrahlen



Der Neutrinodetektor „Super Kamiokande“



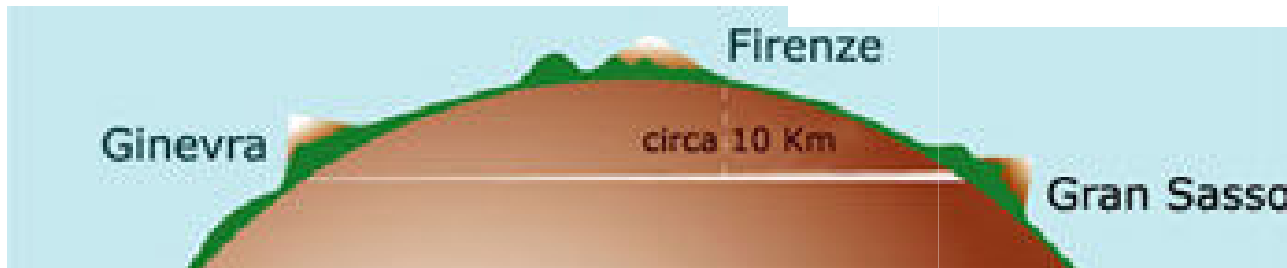
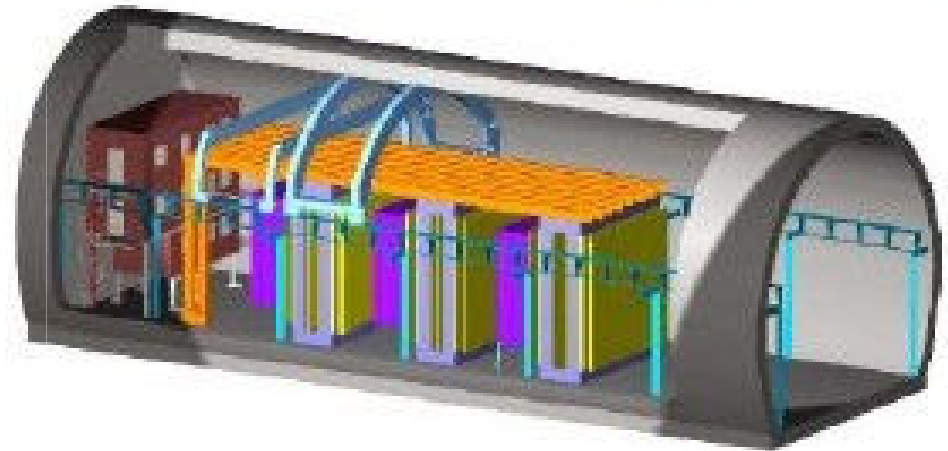
Das Innere des
Neutrino-detektors
Super-Kamiokande
(Japan)



Neutrinostrahl vom CERN nach Gran Sasso



Distanz: 732 km



6. Synchrotronstrahlung

Röntgenstrahlung

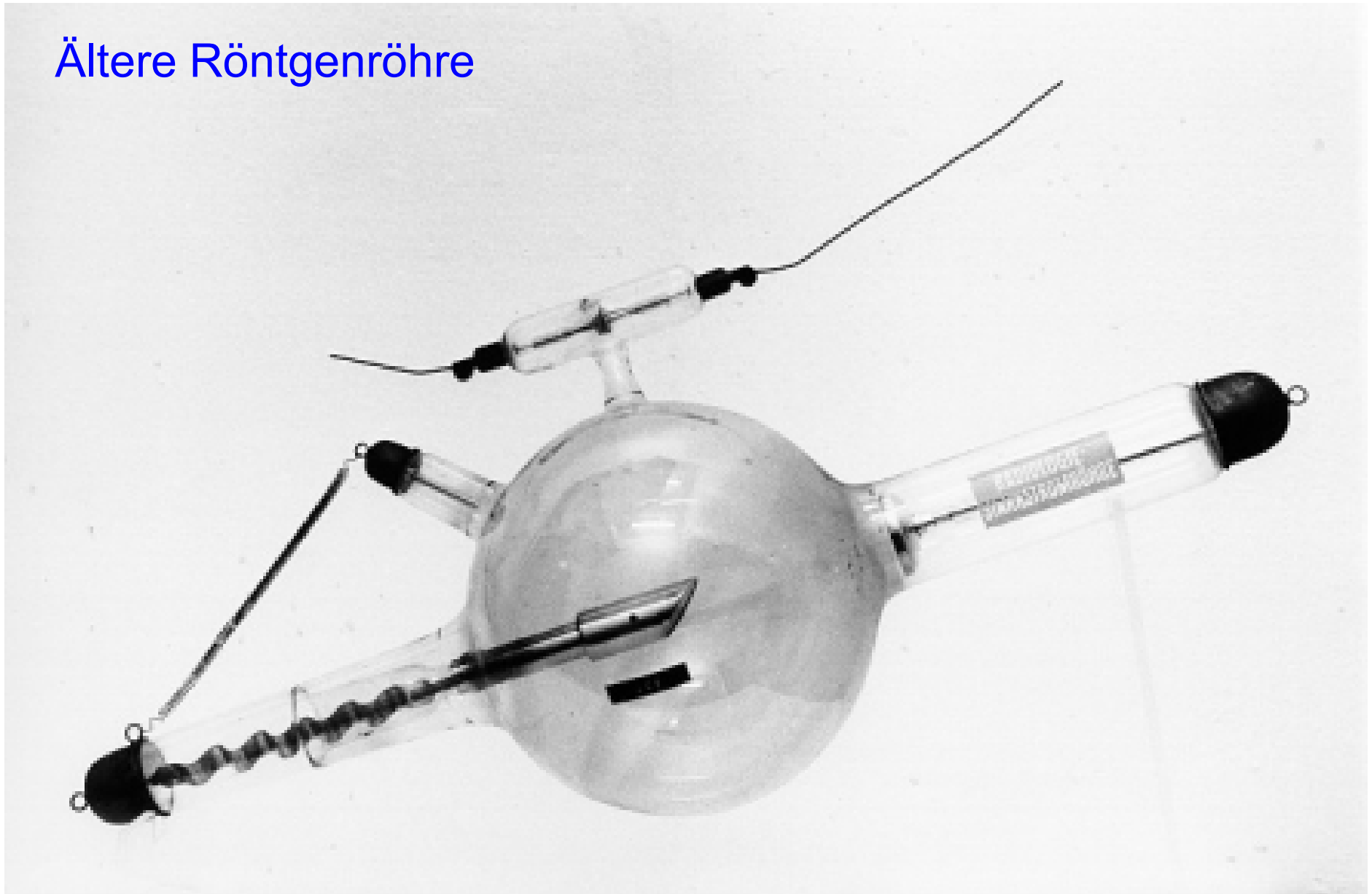


**1895: Entdeckung der
Röntgenstrahlung**

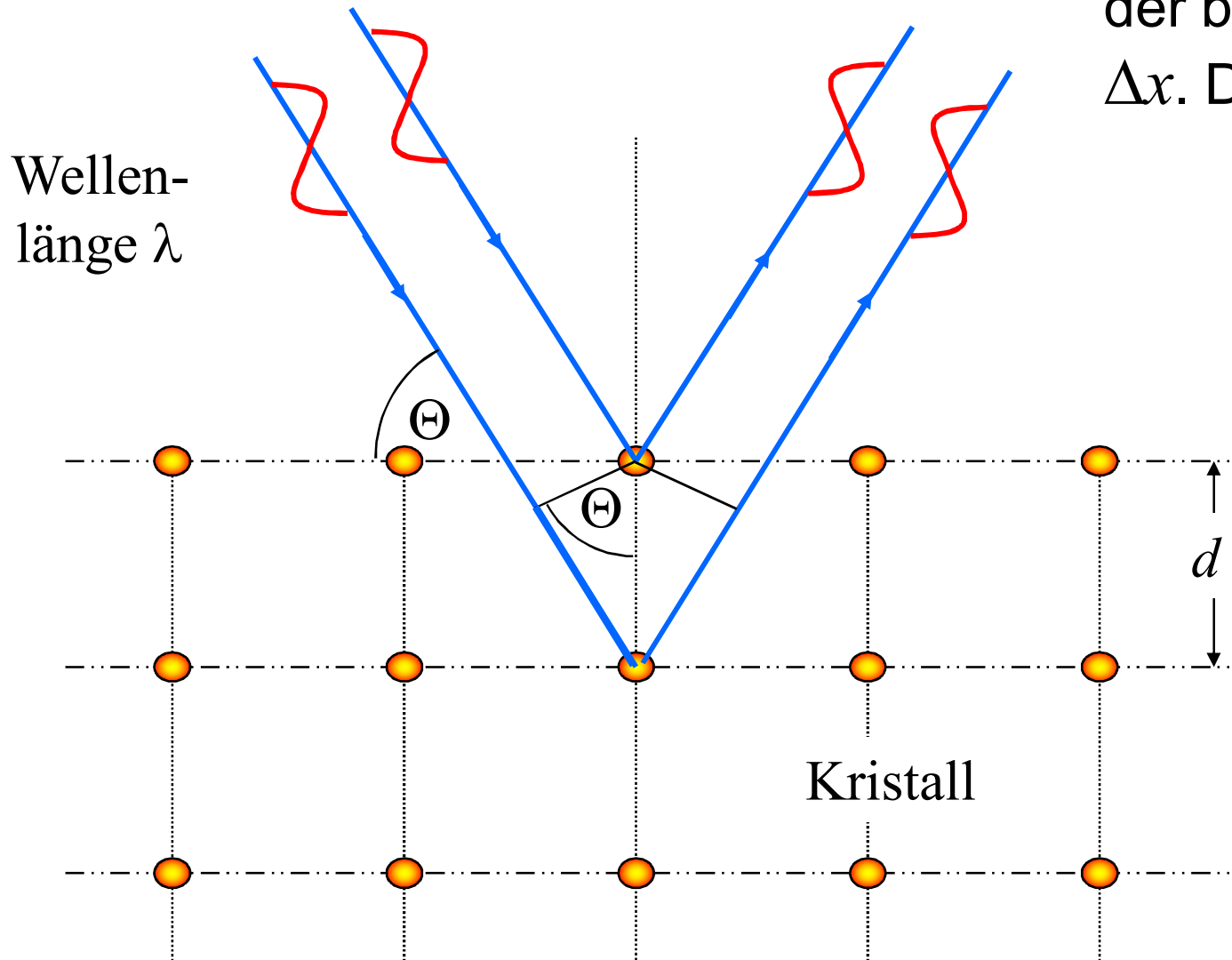


Die Hand von Frau Röntgen

Ältere Röntgenröhre



Beugung von Röntgenstrahlen



Der Wegunterschied der beiden Strahlen ist Δx . Dabei gilt

$$\frac{\Delta x}{2} = d \sin \Theta$$

Konstruktive Interferenz gibt es nur, wenn

$$\Delta x = n\lambda$$

$$n = 1, 2, 3, \dots$$

Das Laue-Verfahren

Die Röntgenröhre liefert ein breites Spektrum an Wellenlängen.

Millersche
Indizes

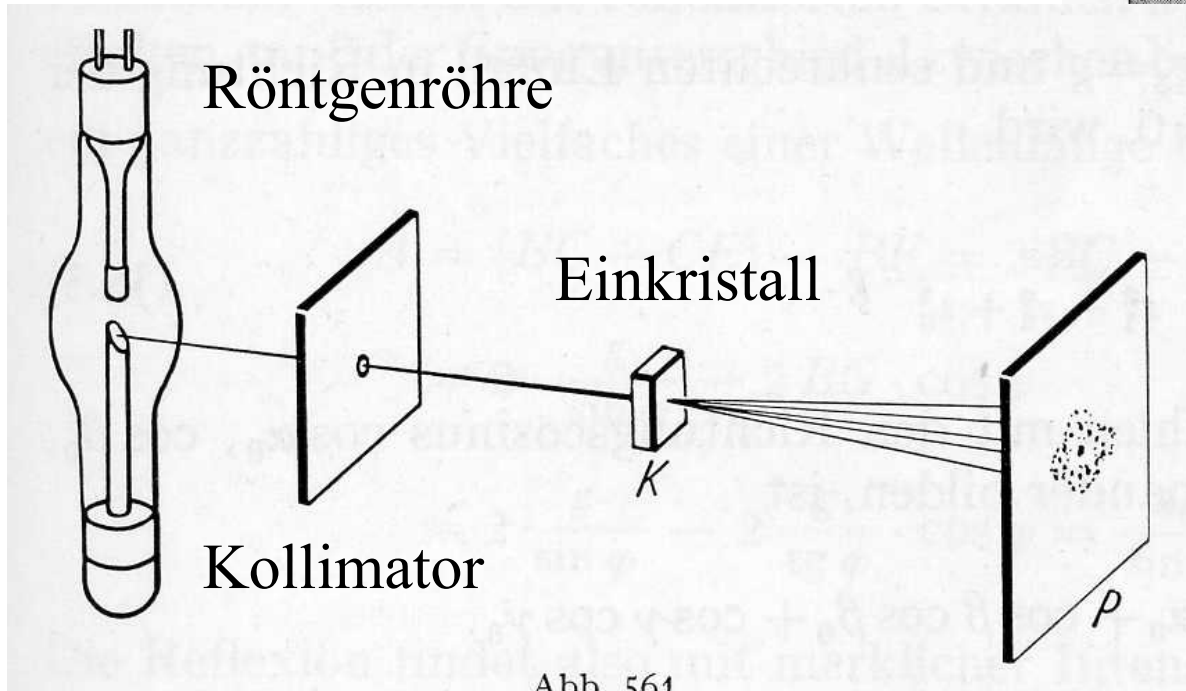
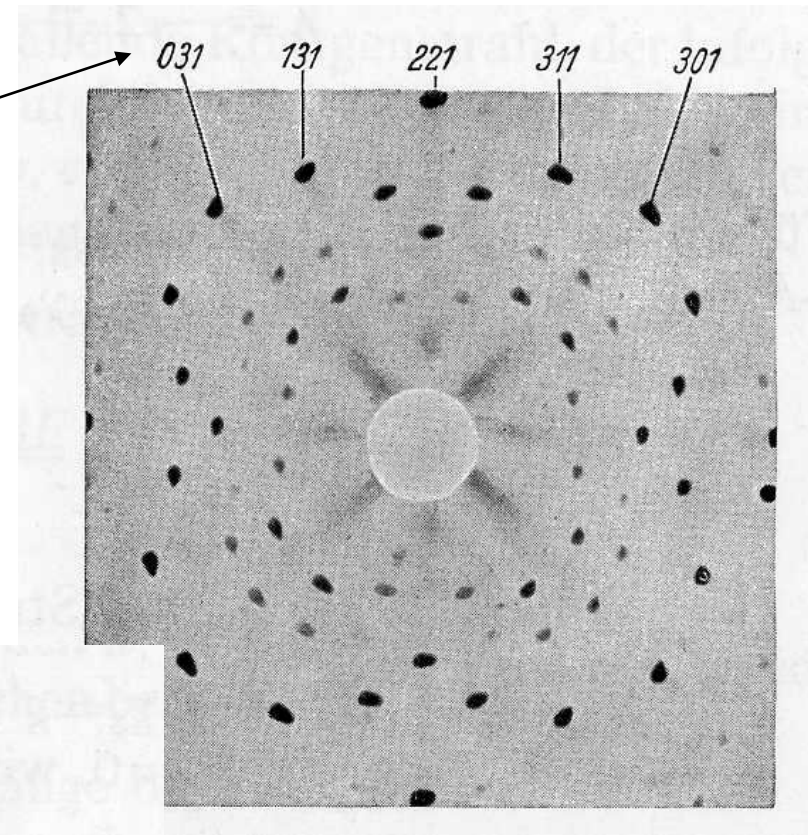
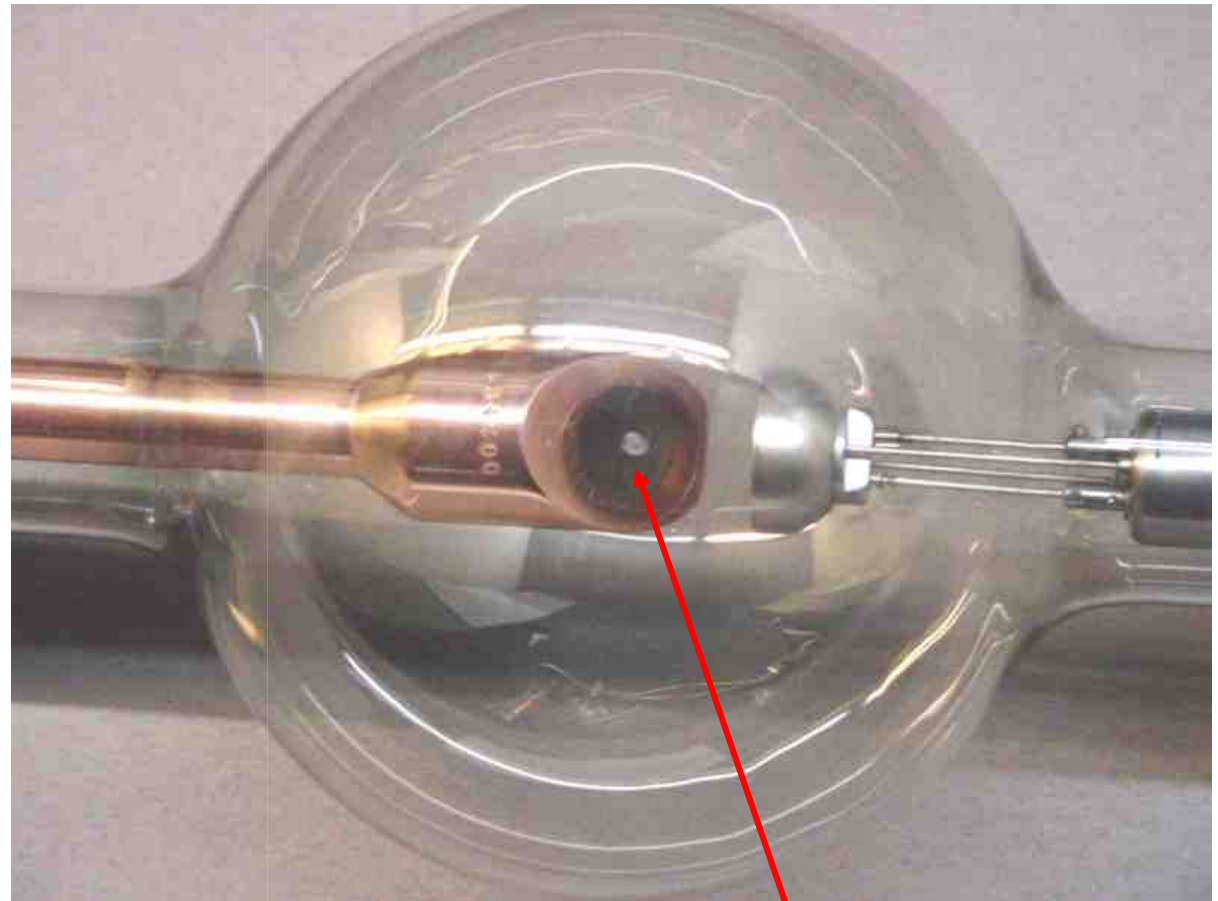
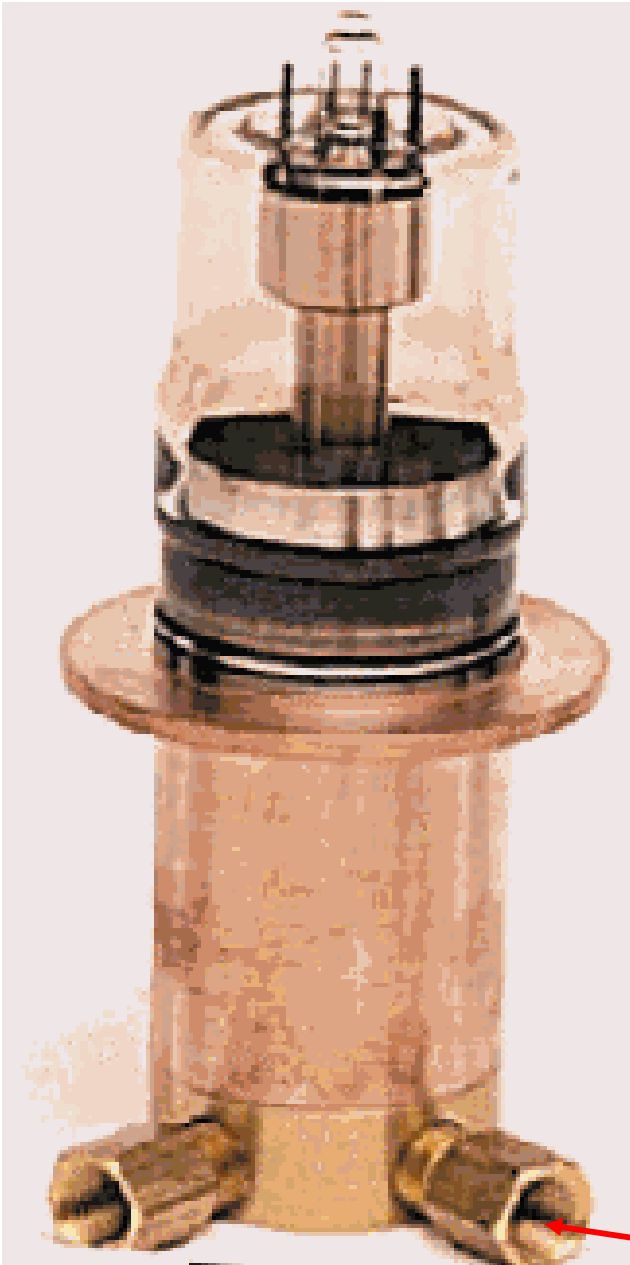


Abb. 561

Laue-Interferenzen
einer NaCl-Kristall-
platte

Leistungs-Röntgenröhren

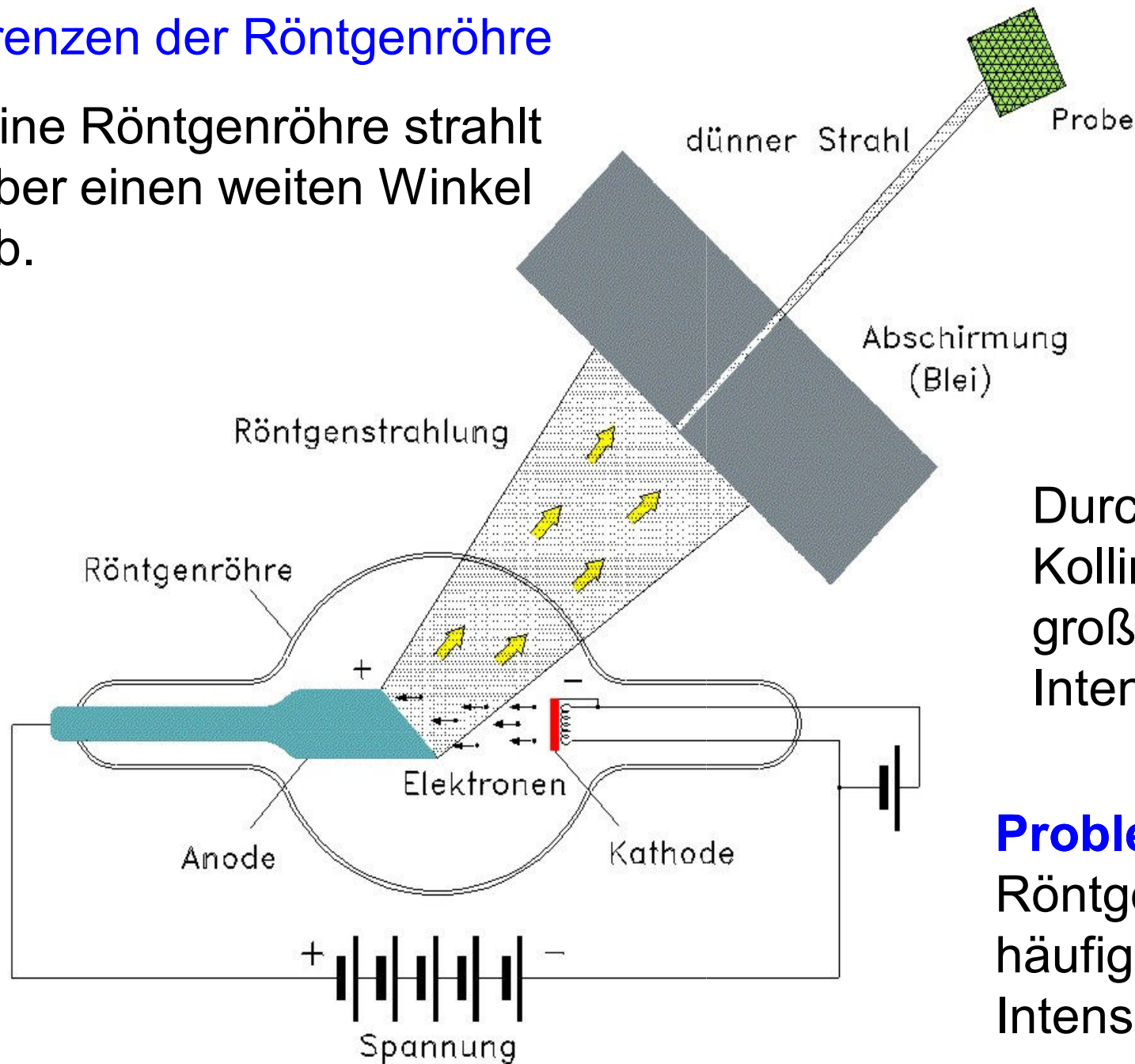


Wasserkühlung

Brennfleck

Grenzen der Röntgenröhre

Eine Röntgenröhre strahlt über einen weiten Winkel ab.



Durch notwendige Kollimation sehr großer Verlust an Intensität.

Problem:
Röntgenröhren haben häufig nicht genug Intensität !

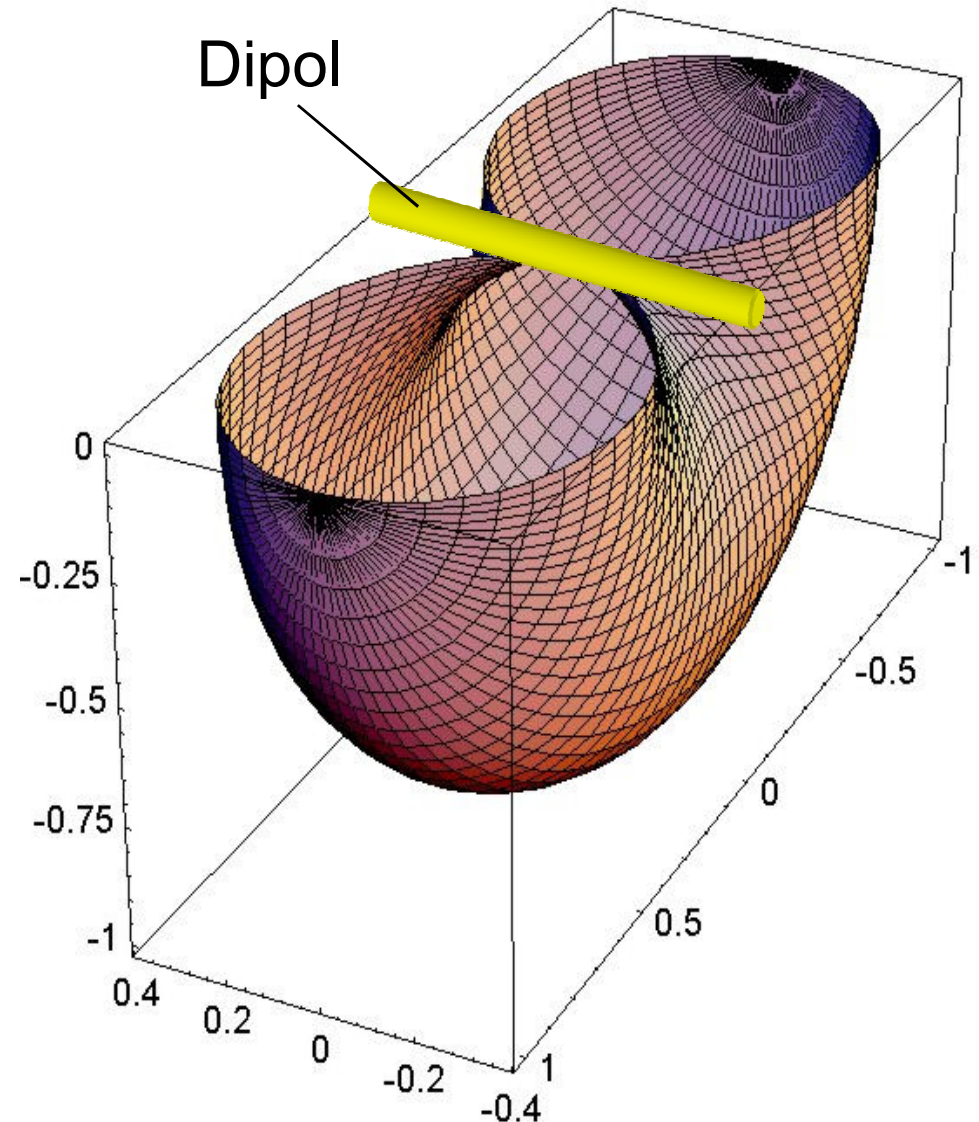
Physik der Synchrotronstrahlung

Jede beschleunigte Ladung strahlt elektromagnetische Wellen ab. Nach *Lamor* ist die Leistung

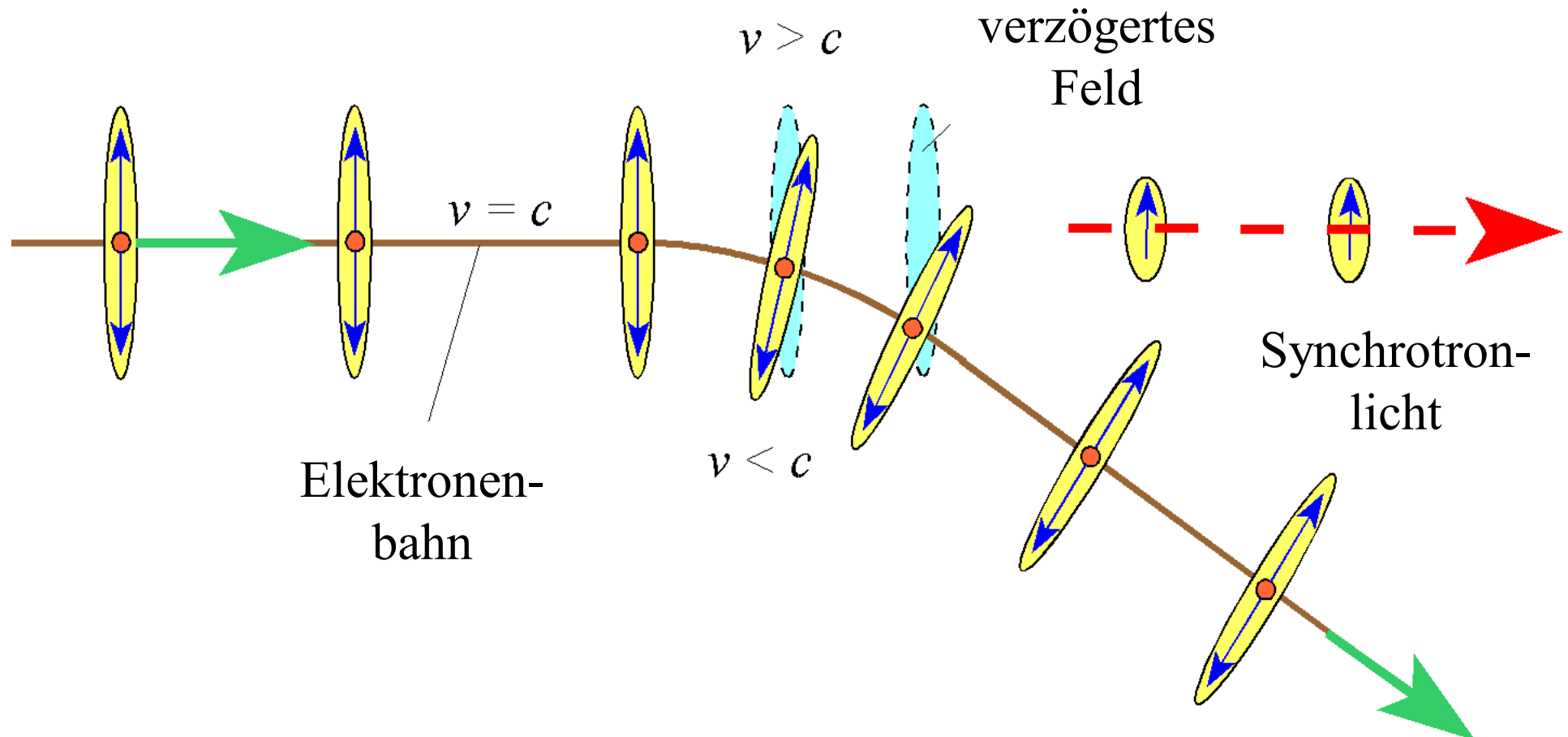
$$P_s = \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0 m_0^2 c^3} \left(\frac{d\vec{p}}{dt} \right)^2$$

Die Winkelverteilung ist wie beim *Hertz'schen Dipol*

$$\frac{dP_s}{d\Omega} = \frac{e^2}{16\pi^2 \epsilon_0 m_0^2 c^3} \left(\frac{d\vec{p}}{dt} \right)^2 \sin^2 \Psi$$

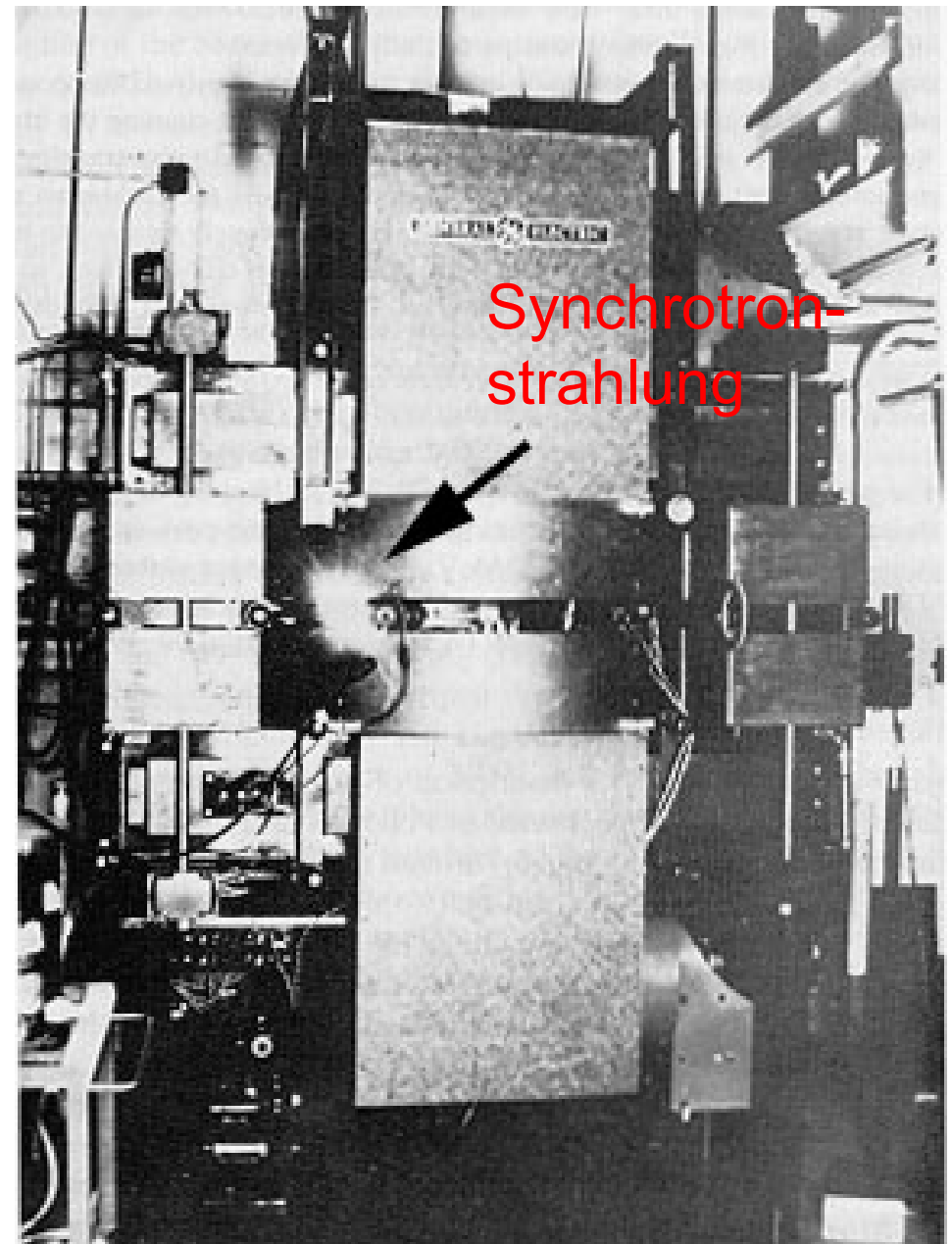


Abstrahlung von elektromagnetischen Wellen von einem relativistischen Elektron bei Ablenkung in einem homogenen Magnetfeld. Wegen der Längenkontraktion gibt es im wesentlichen nur radiale elektrische Felder



Das 70 MeV-Synchrotron von General-Electric

Es wurde 1947 gebaut. Hier wurde erstmals die von Liénard 1898 vorhergesagte „**Synchrotronstrahlung**“ beobachtet.



Für relativistische Teilchen benutzt man die lorentzinvariante Form

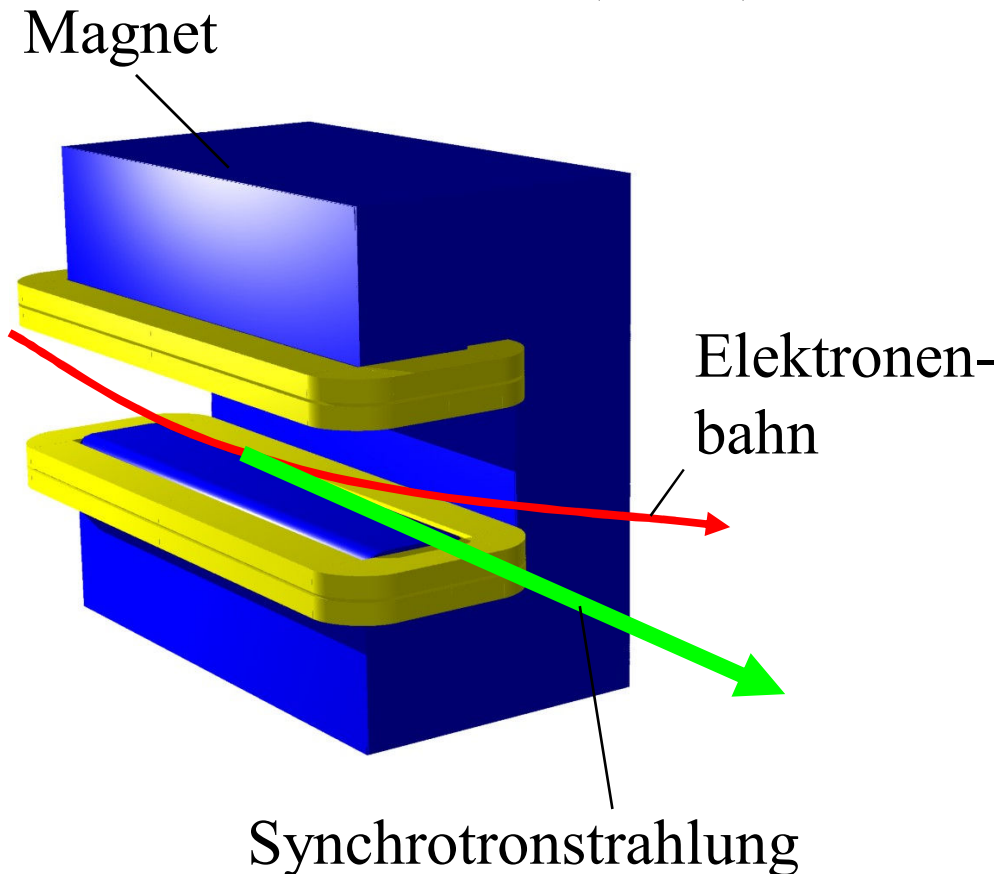
$$P_s = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0 (m_0 c^2)^2} \left[\left(\frac{d\vec{p}}{d\tau} \right)^2 - \frac{1}{c^2} \left(\frac{dE}{d\tau} \right)^2 \right] \quad \vec{v} \approx \vec{c}$$

Bei Ablenkung im Magnetfeld mit Biegeradius R d.h.

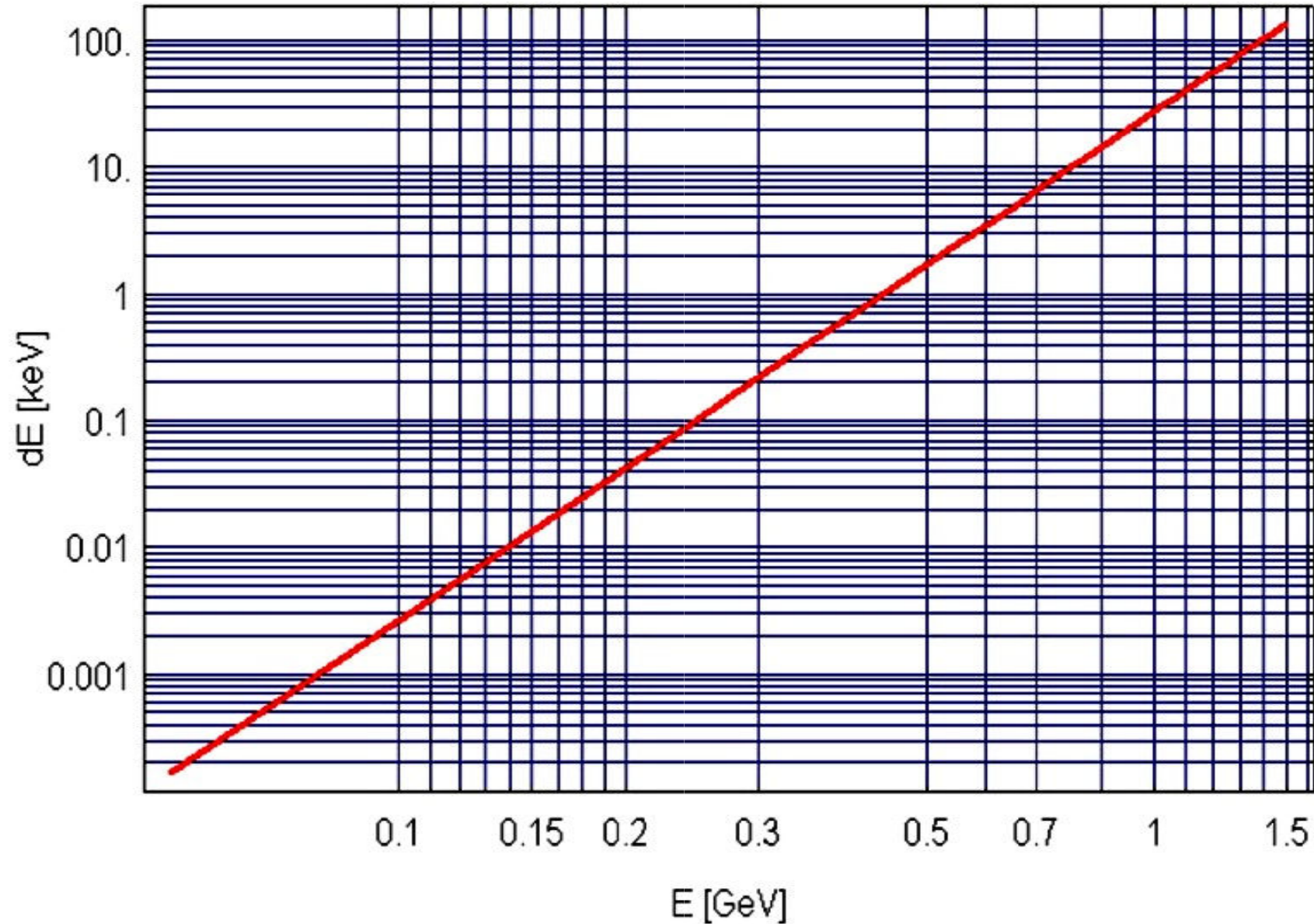
$$\vec{F} \perp \vec{v} \quad (!)$$

ist die abgestrahlte Leistung für Teilchen der Energie E

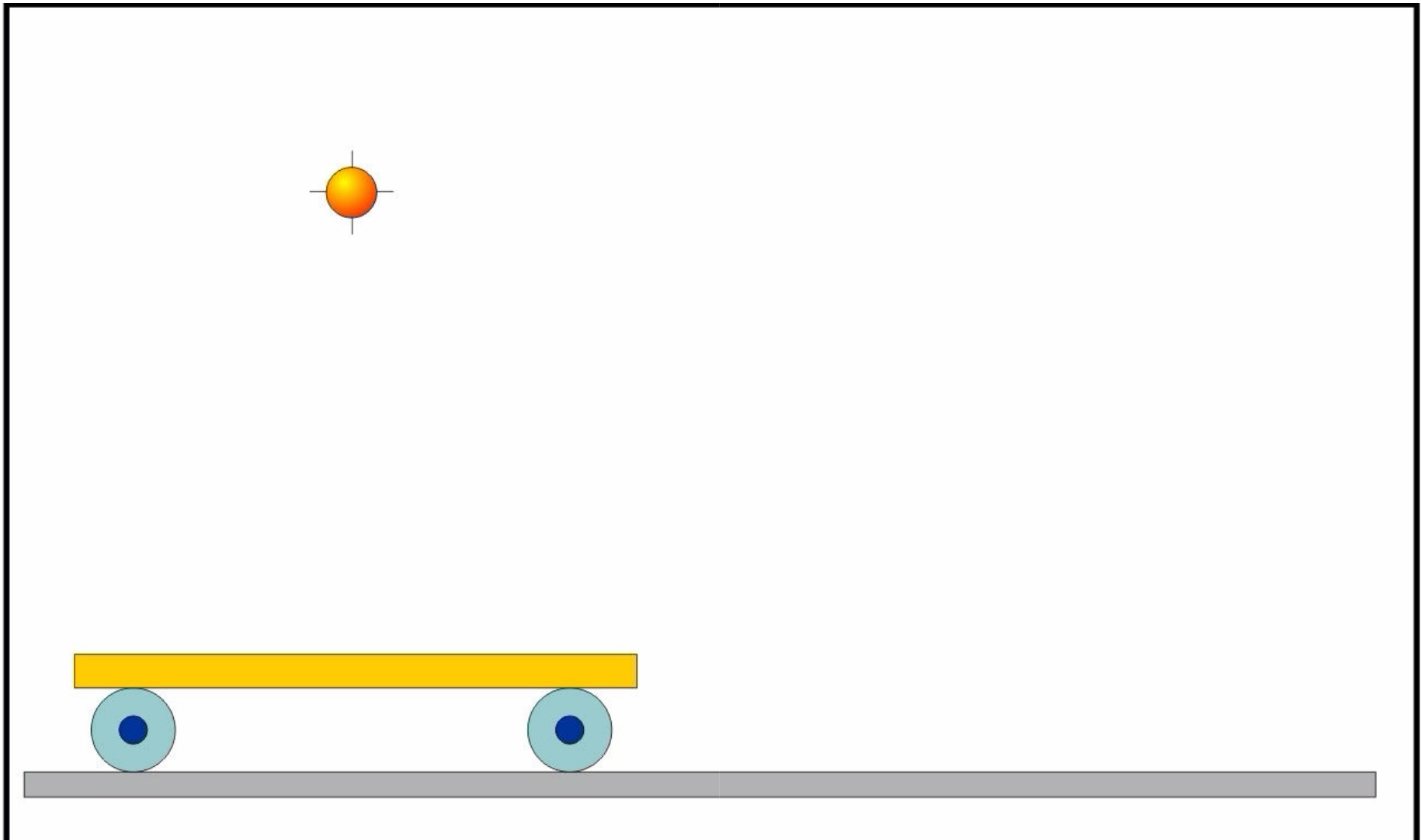
$$P_s = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0 (m_0 c^2)^4} \frac{E^4}{R^2}$$



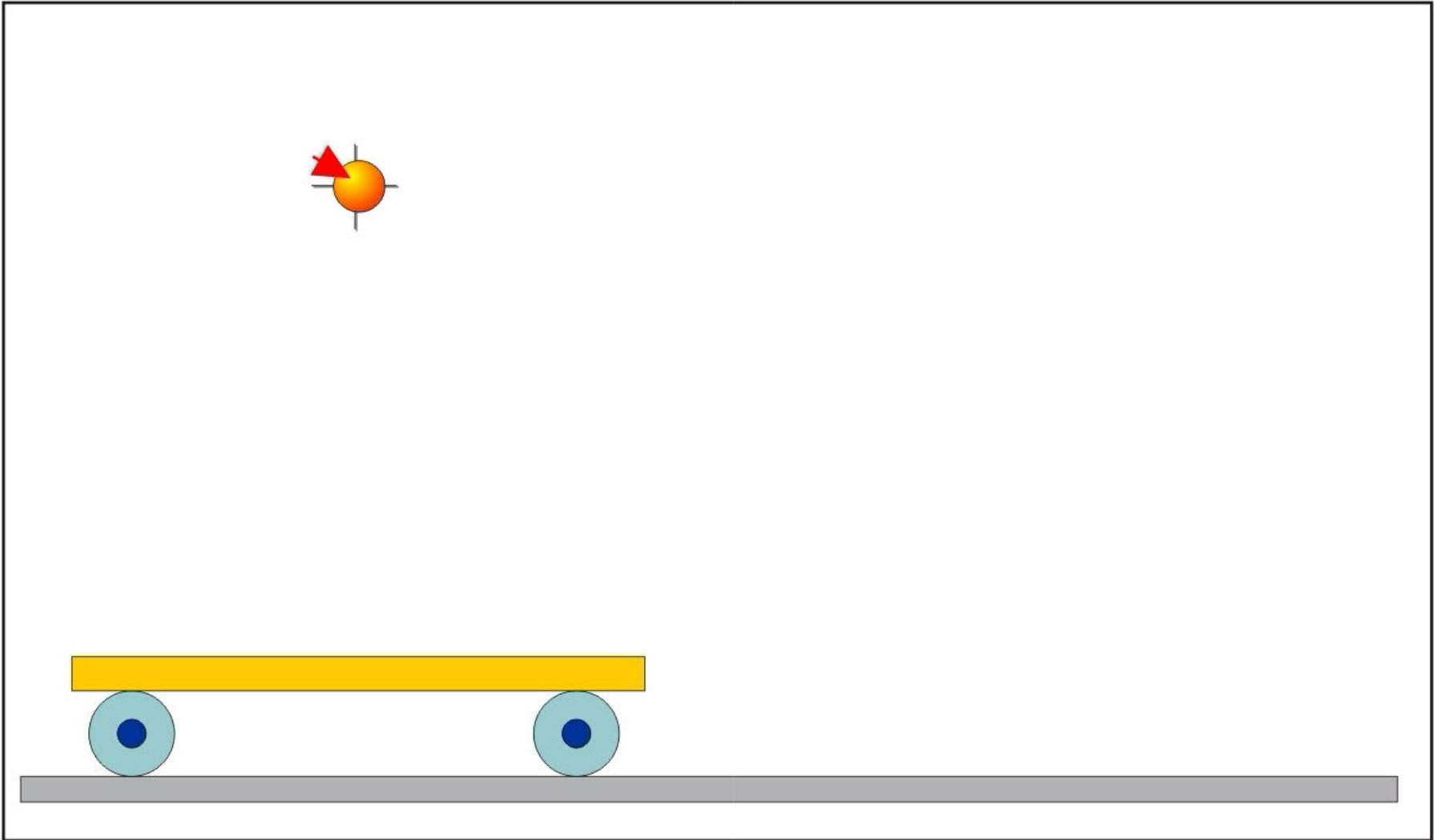
Energieverlust pro Umlauf als Funktion der Elektronenenergie



Ein Körper fällt auf einen ruhenden Wagen



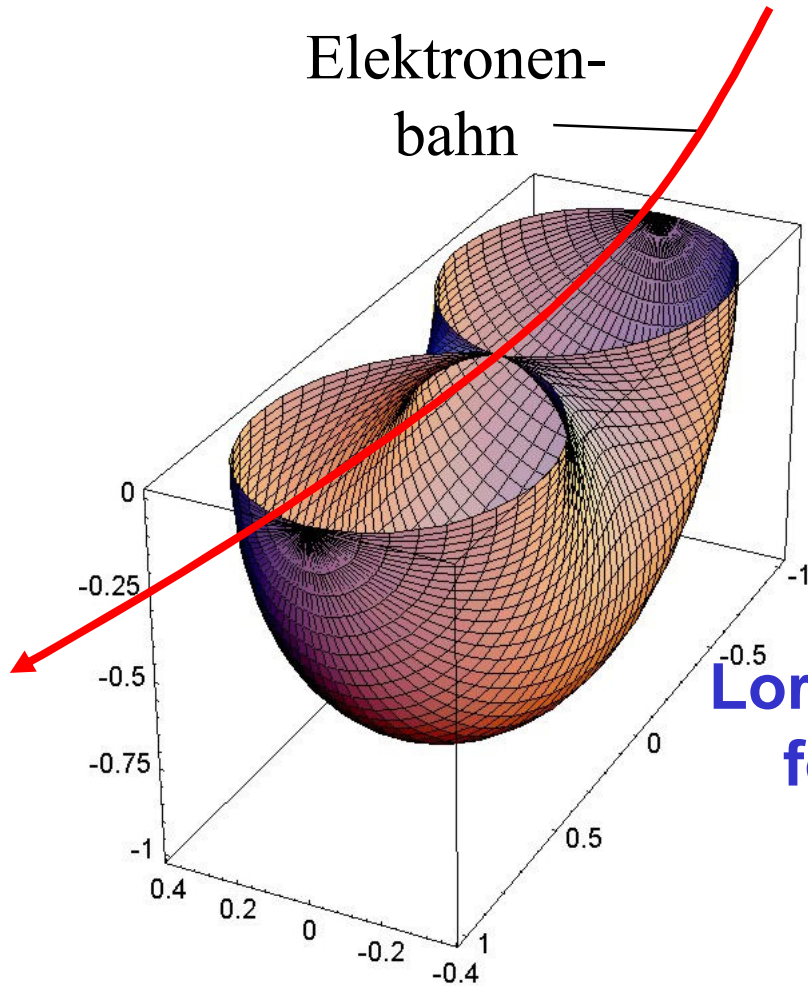
Ein Körper fällt auf einen fahrenden Wagen



Vom ruhenden Beobachter gesehen fällt der Körper unter einem flachen Winkel nach rechts.

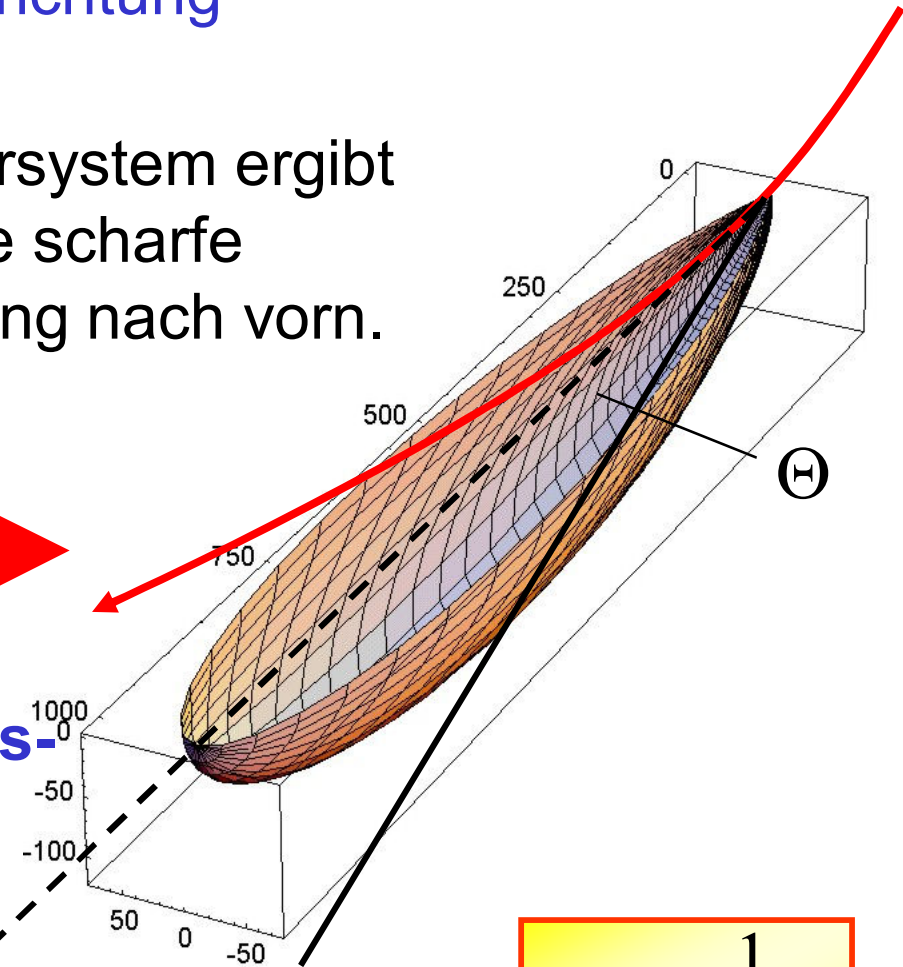
Bündelung der Strahlung in Vorwärtsrichtung

Elektronen-
bahn



Im Laborsystem ergibt
sich eine scharfe
Bündelung nach vorn.

**Lorentz-Trans-
formation**



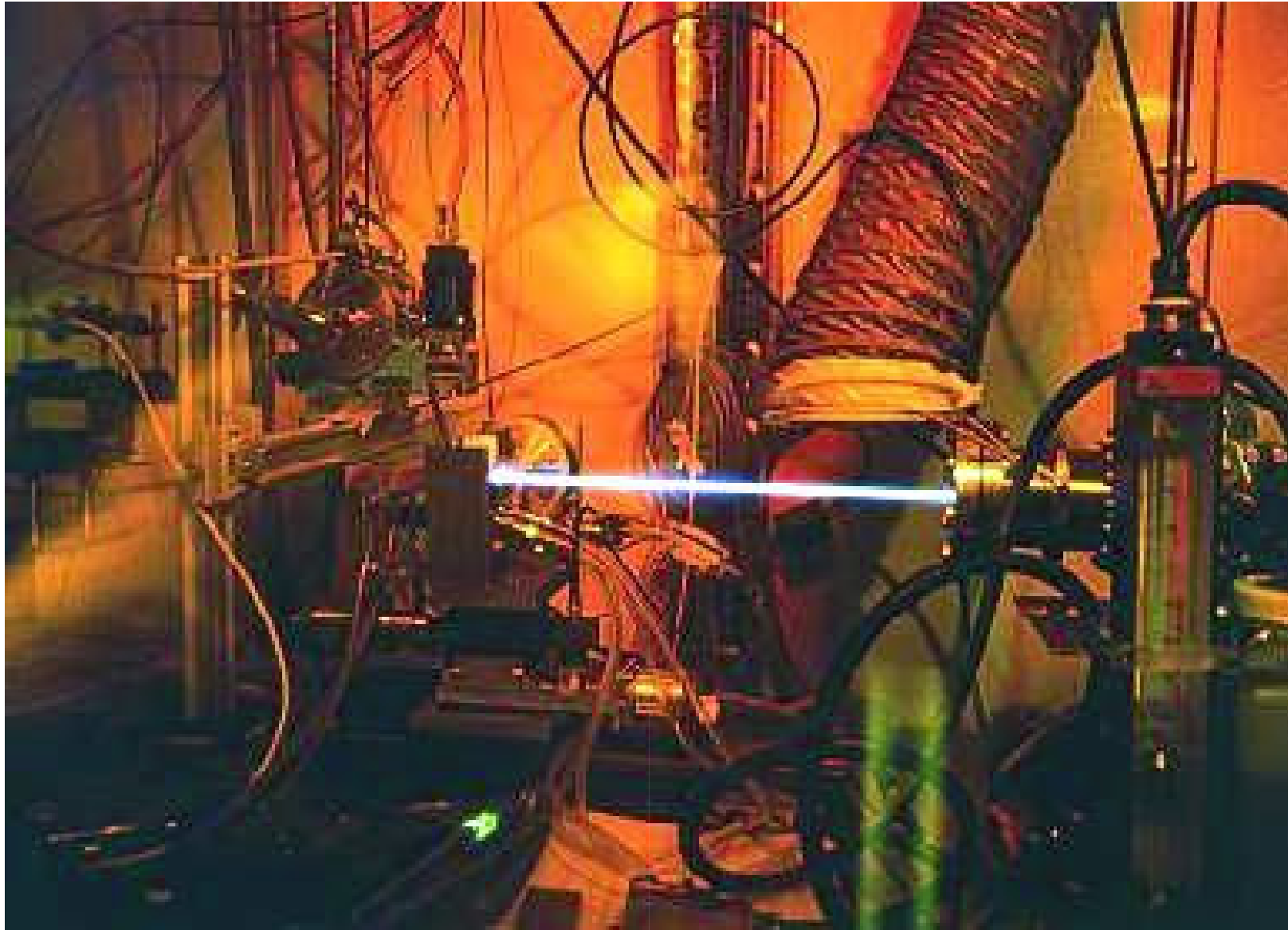
Öffnungswinkel

$$\Theta \approx \frac{1}{\gamma}$$

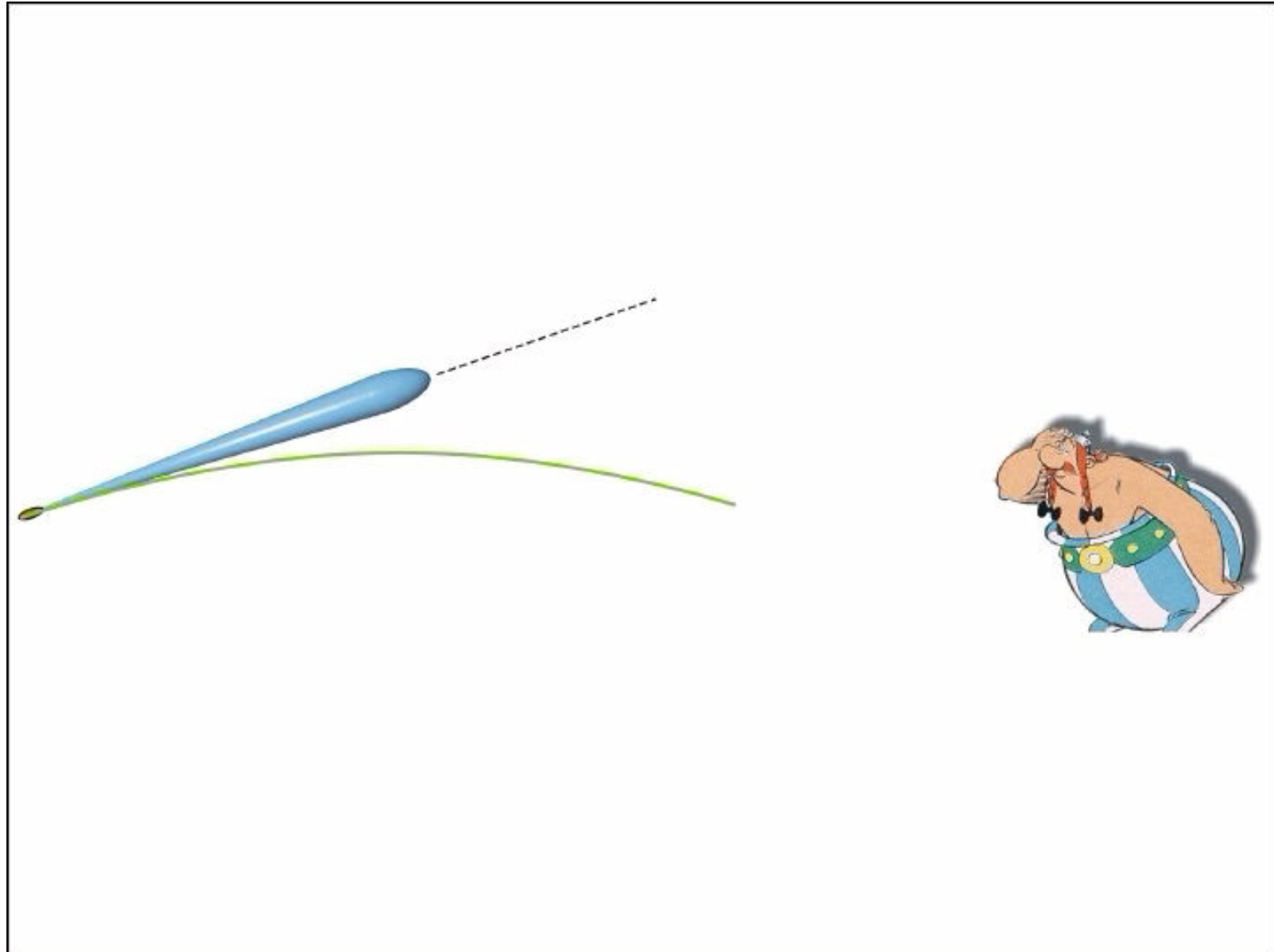
Im Schwerpunktsystem ist
die Strahlungscharakteristik
die eines Hertz'schen Dipols

mit $\gamma = \frac{E}{m_e c^2}$

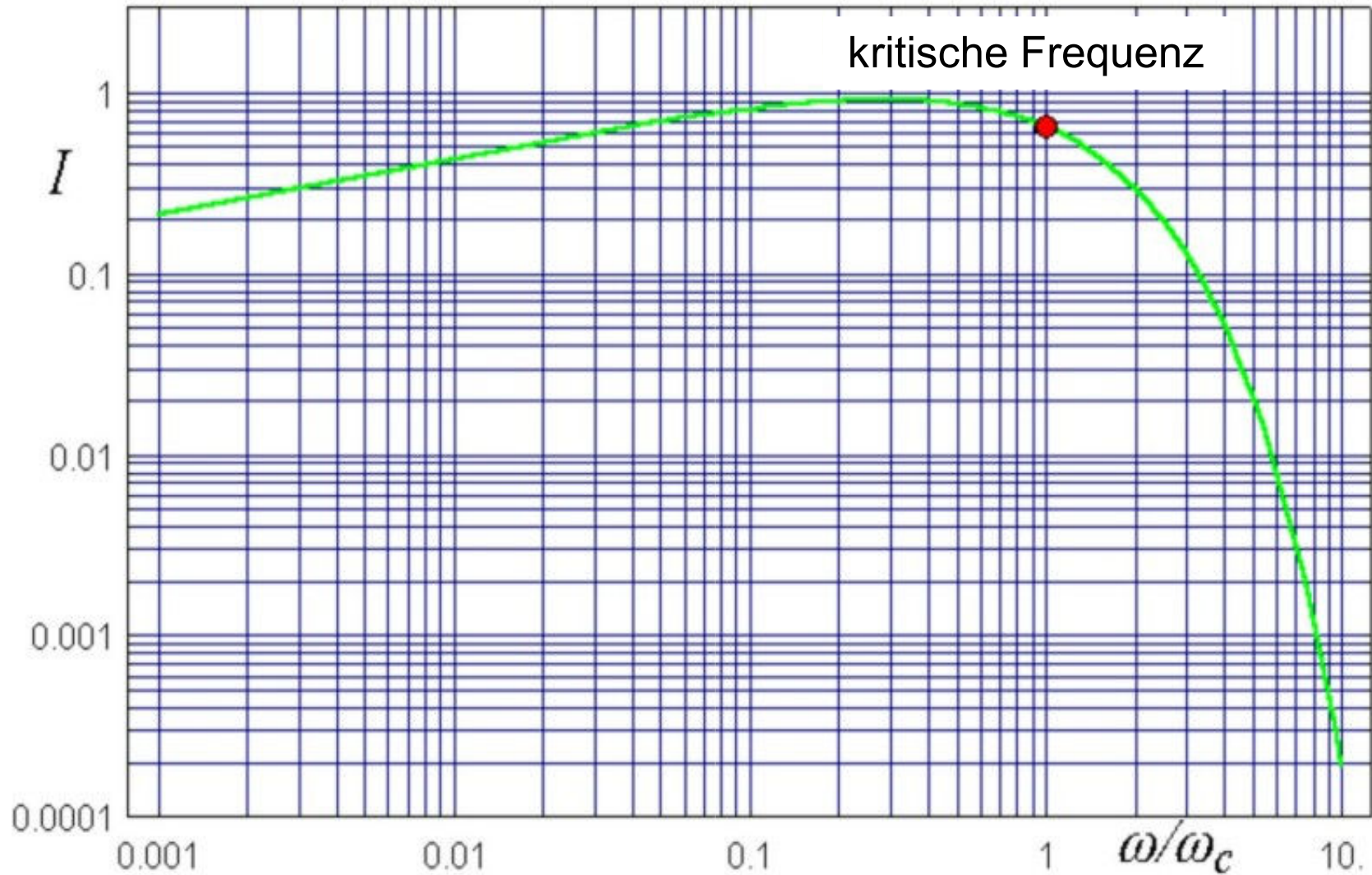
Ein Synchrotronstrahl



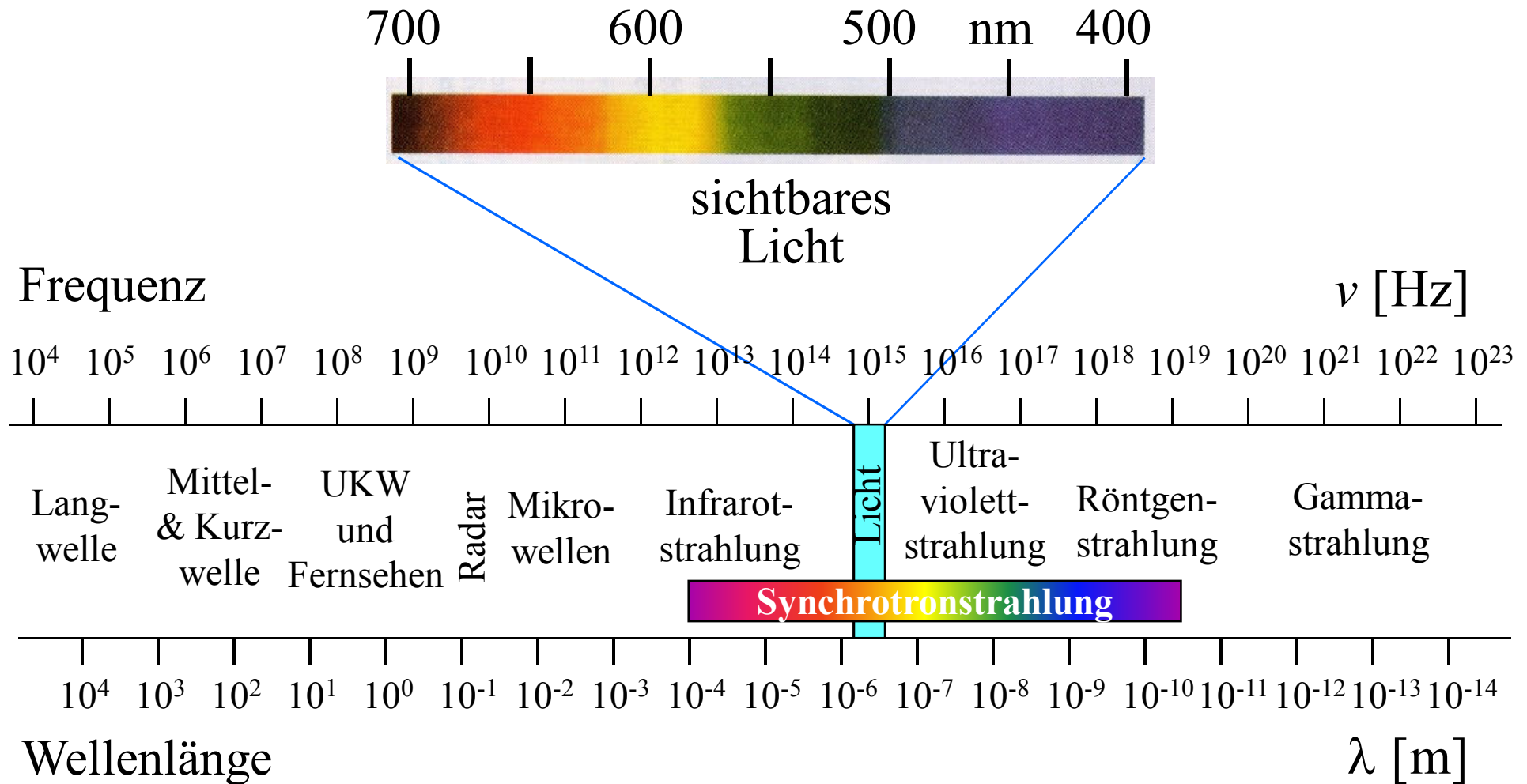
Zeitstruktur und Strahlungsspektrum

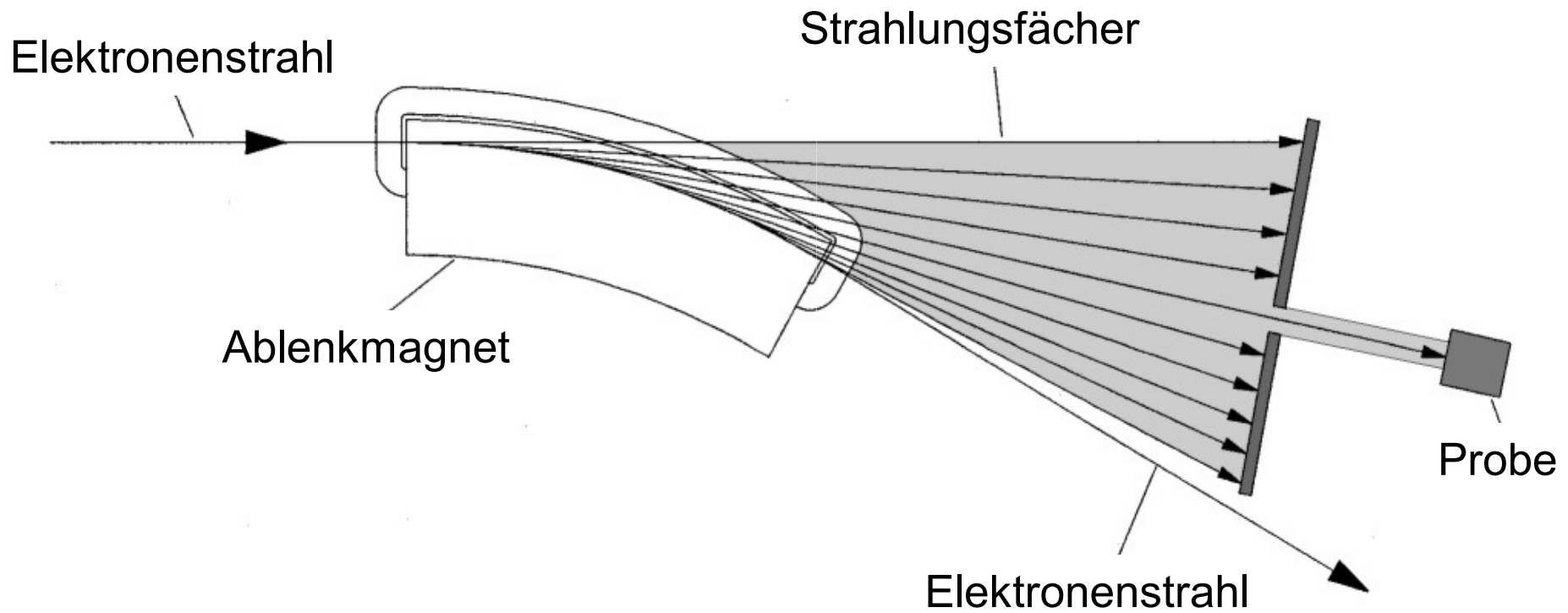


Spektrum der Synchrotronstrahlung aus einem Ablenkmagnet



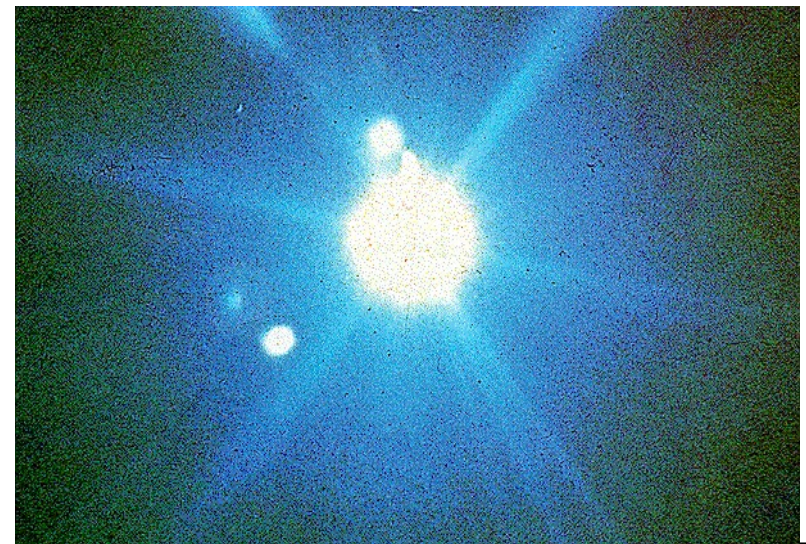
Spektrum der elektromagnetischen Wellen





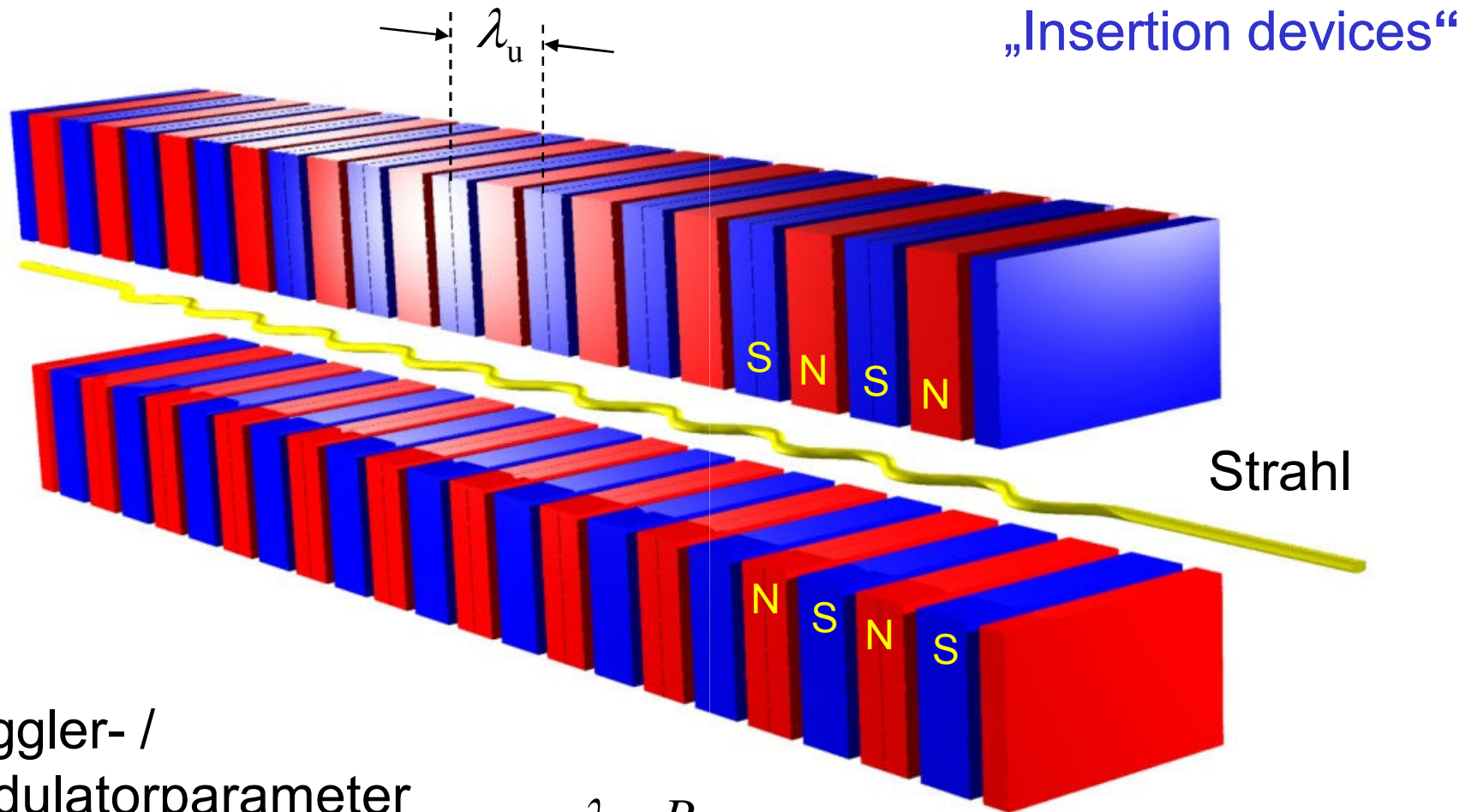
Es wird ein Strahlungsfächer ausgesendet:

Lichtpunkt der Synchrotronstrahlung (annähernd weißes Licht)



Wiggler & Undulatoren

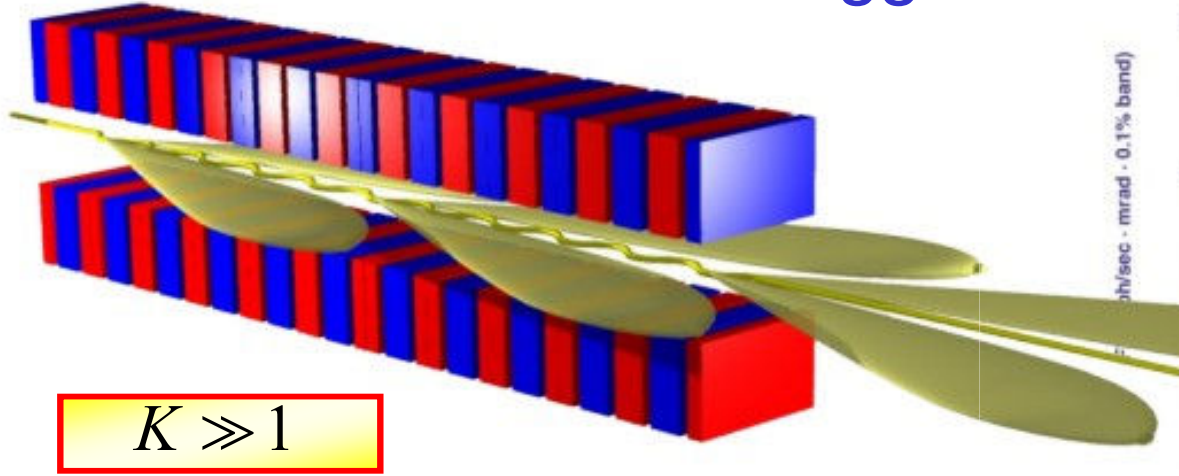
Erhöhung der Photonenintensität durch spezielle Magnete:



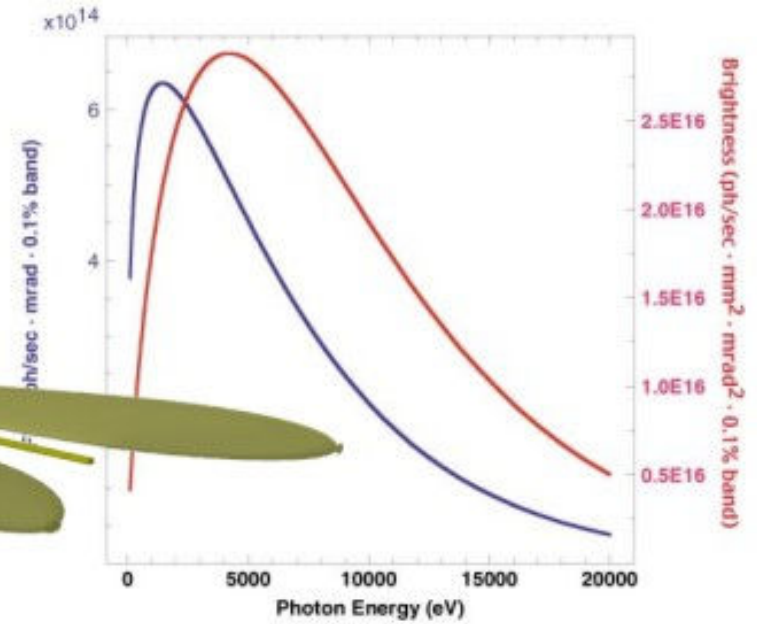
Wiggler- /
Undulatorparameter

$$K = \frac{\lambda_u e B}{2\pi m_e c}$$

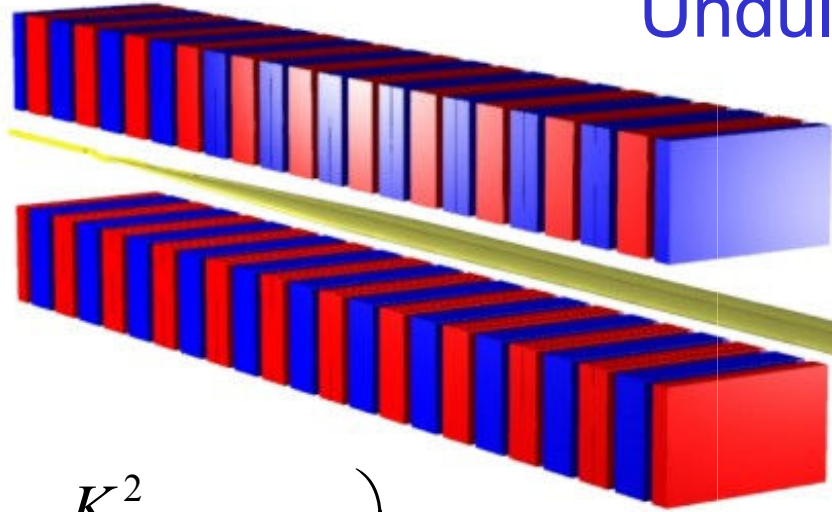
Wiggler



$$K \gg 1$$

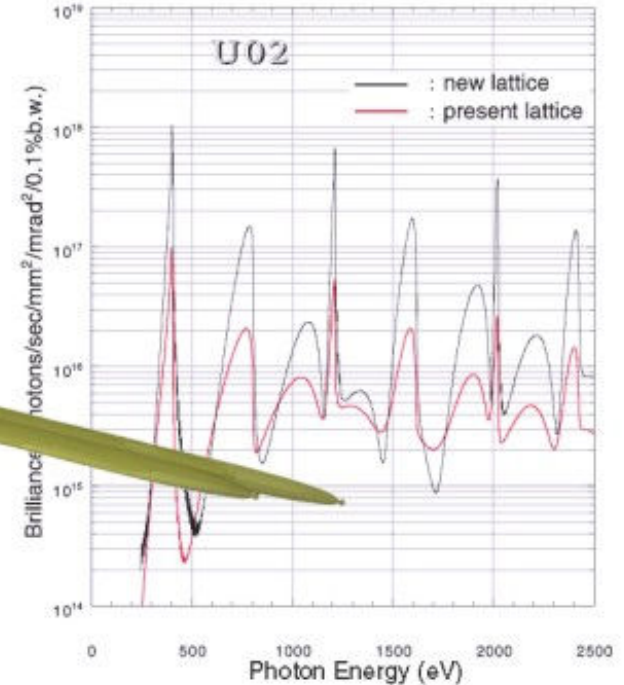


Undulator



$$K \leq 1$$

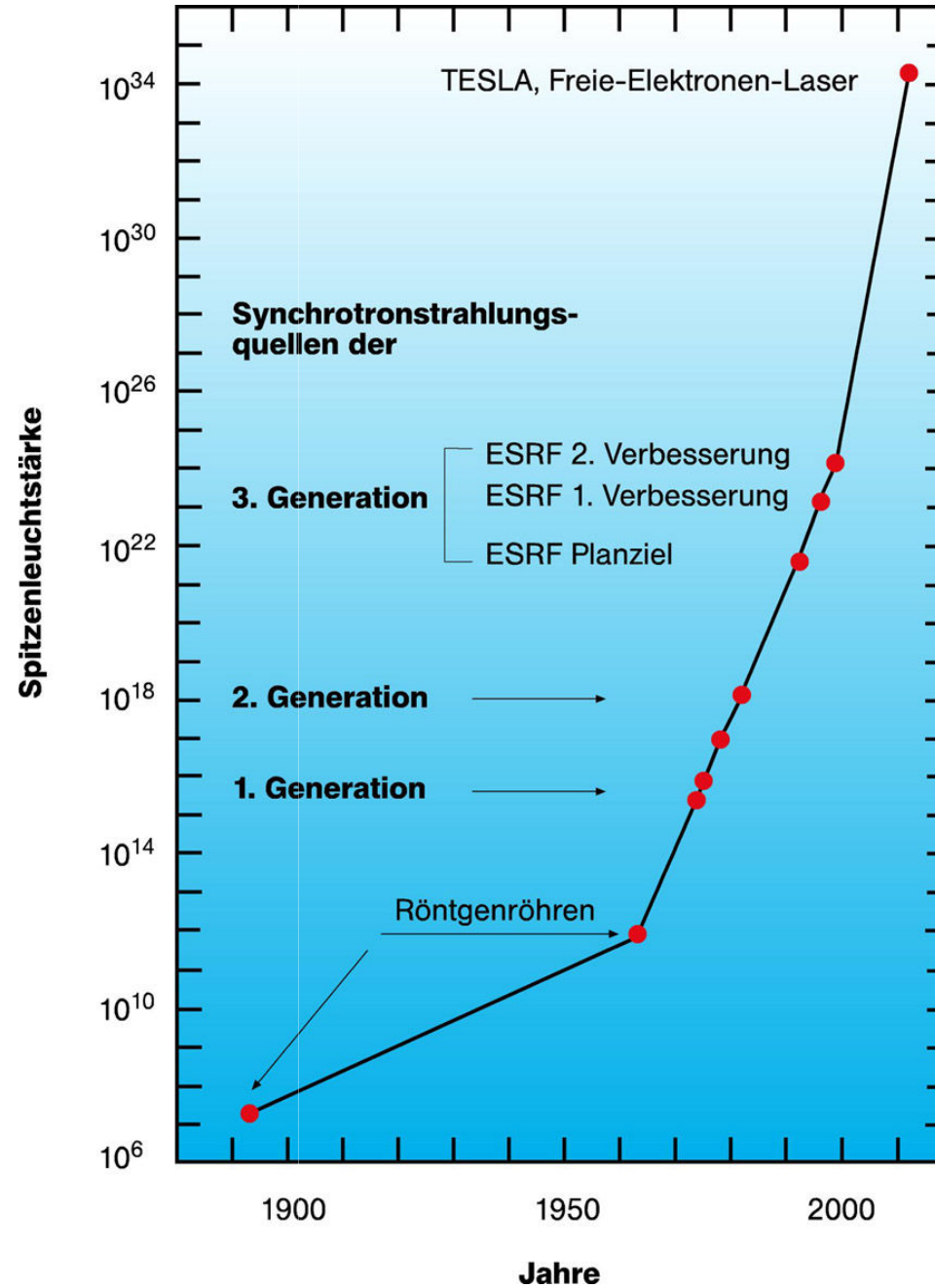
$$\lambda = \frac{\lambda_U}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} + \gamma^2 \Theta^2 \right)$$



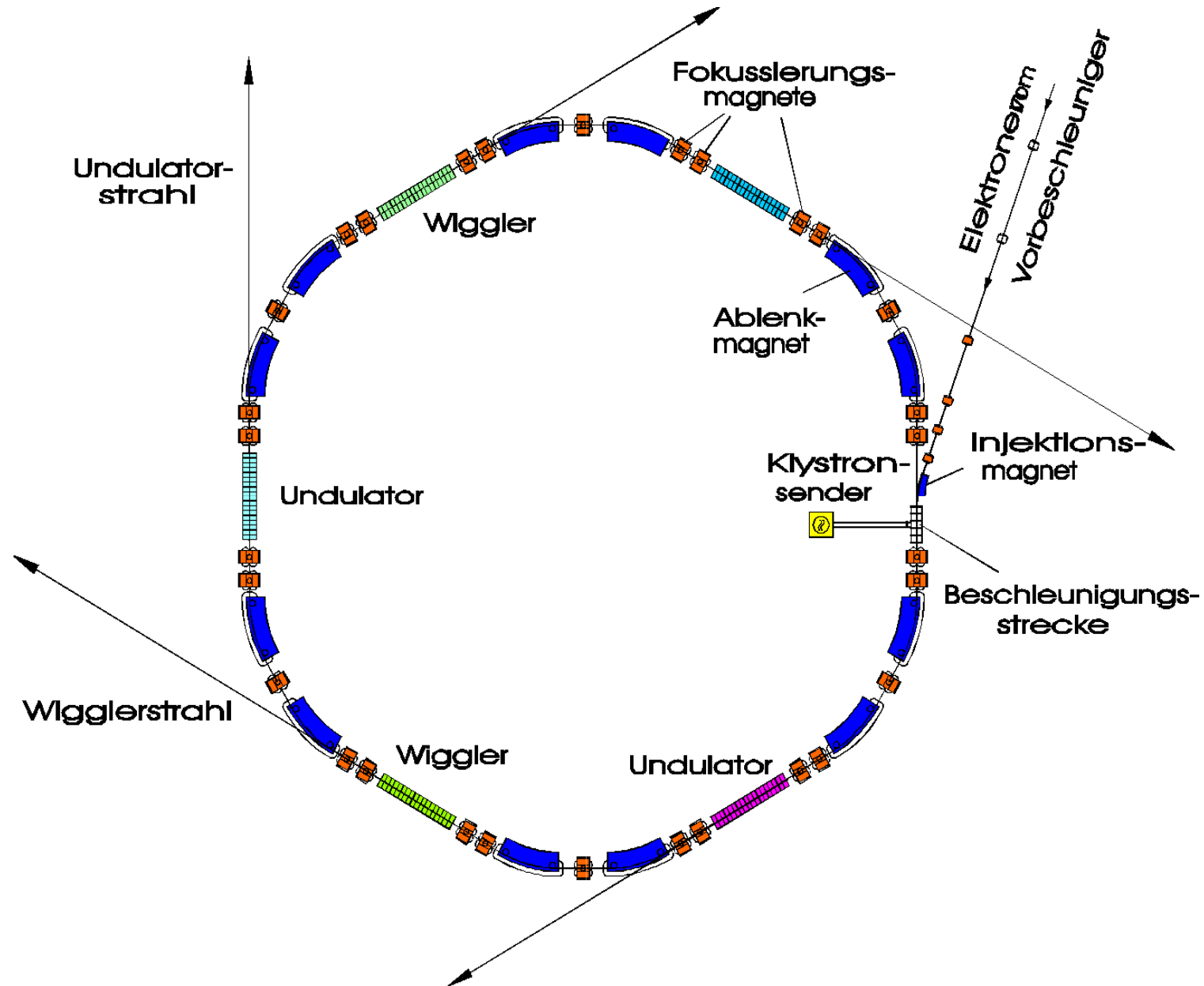
Undulator U55 an DELTA



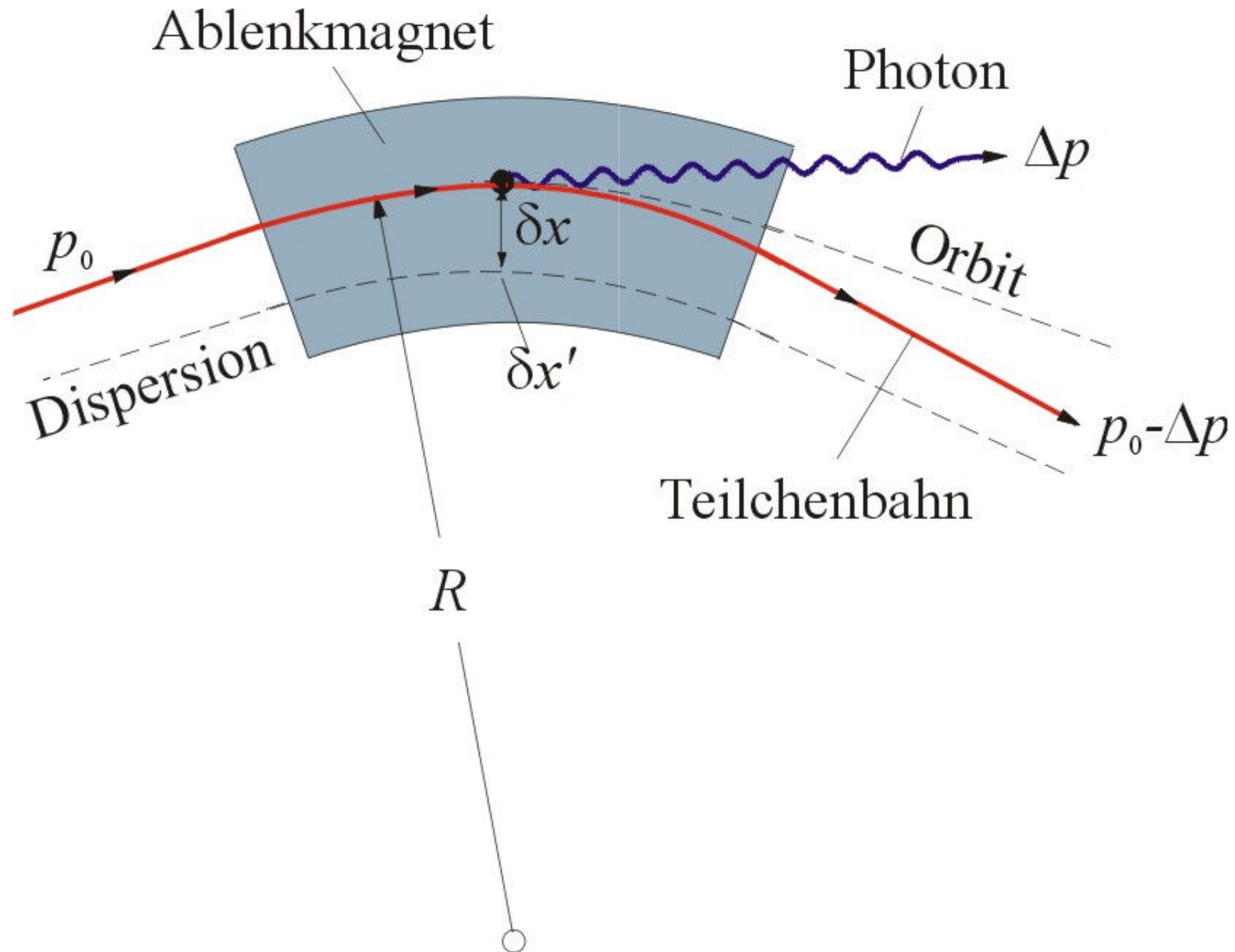
Entwicklung der Leuchtstärke



Prinzip eines Speicherrings für Synchrotronstrahlung:

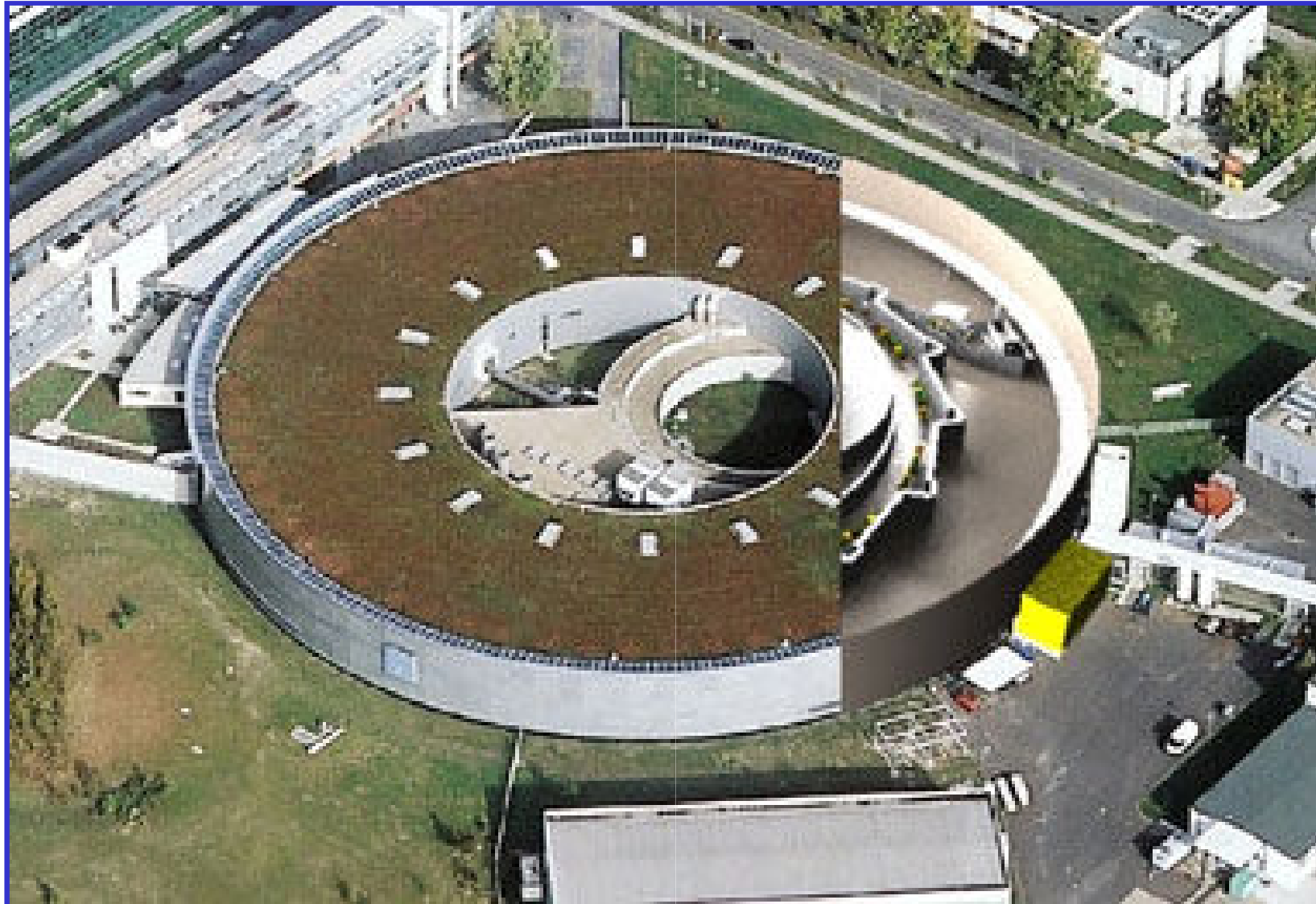


Strahlemittanz in Speicherringen



Speicherringe für Synchrotronstrahlung

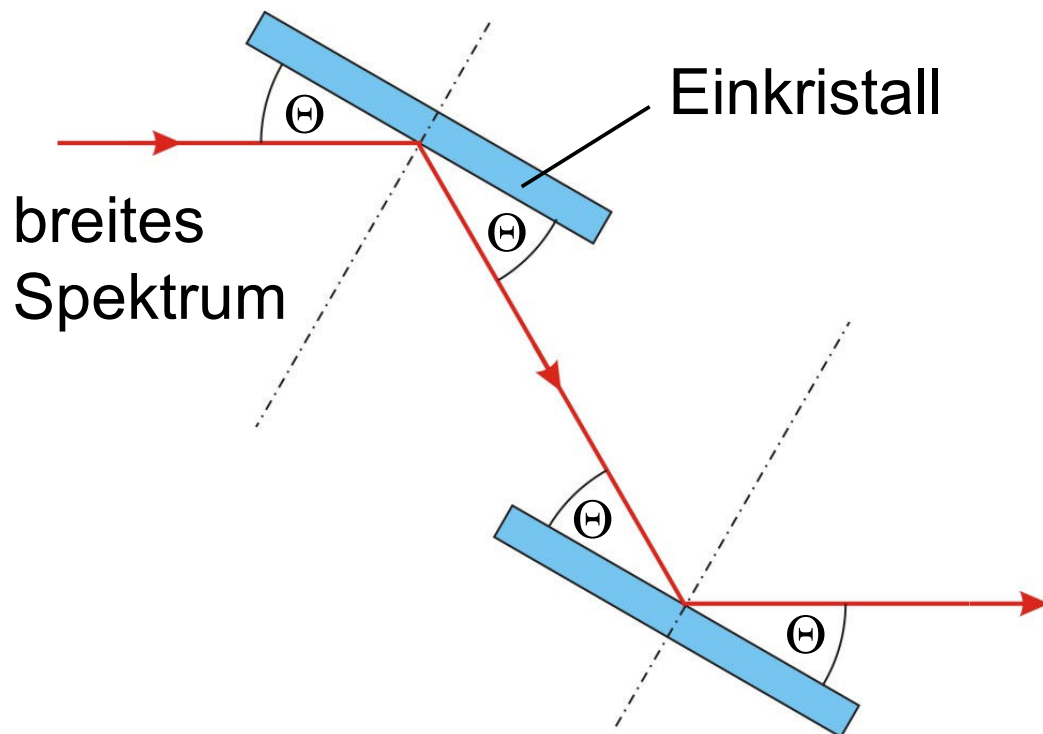
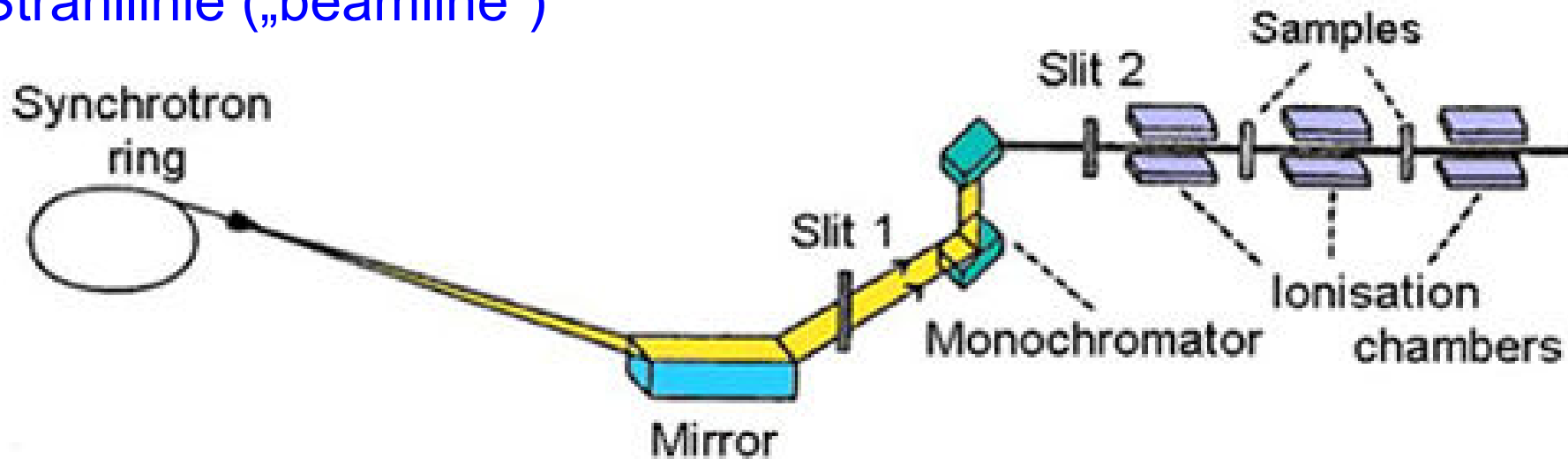
Der Berliner Speicherring für Synchrotronstrahlung BESSY II



ESRF (Grenoble)



Strahllinie („beamline“)



Prinzip des Monochromators

Man nutzt die Bragg'sche Bedingung

$$2d \sin \Theta = \lambda$$

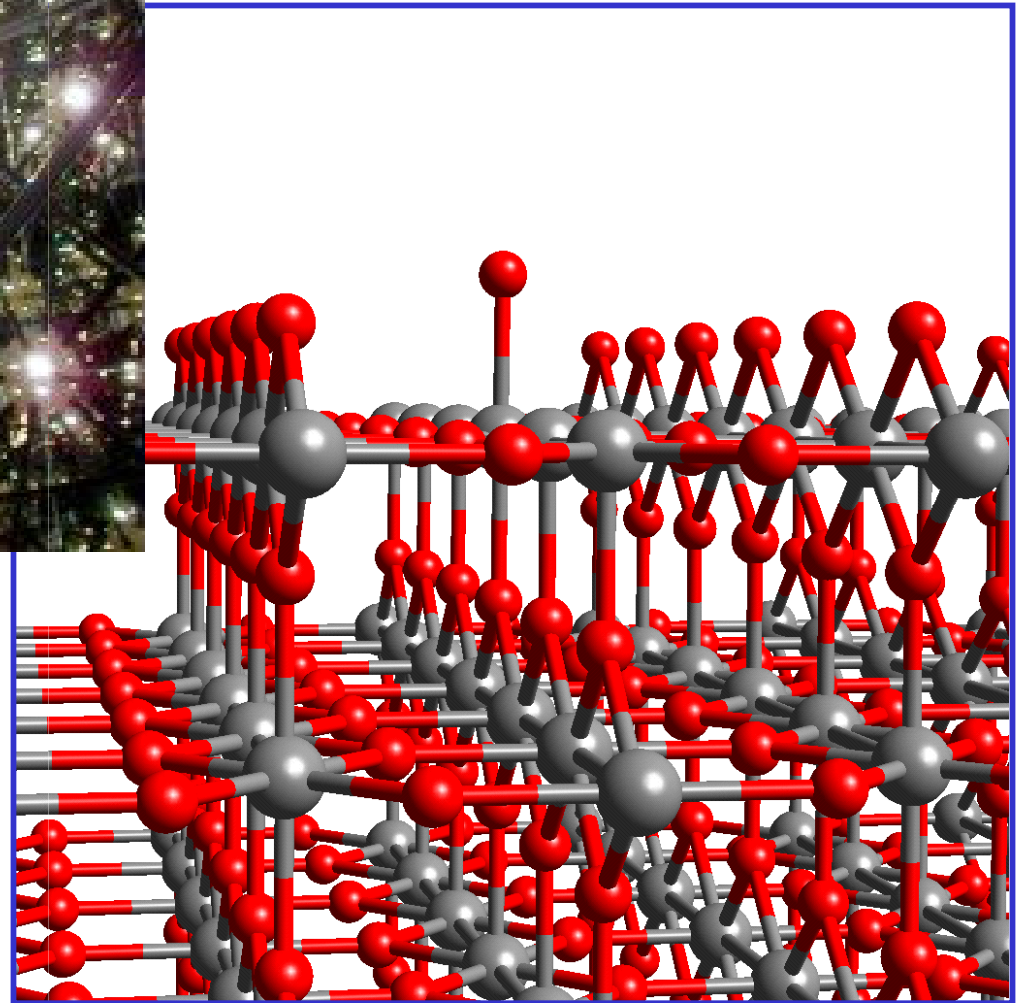
monochromatische Strahlung

Festkörper- und Materialforschung

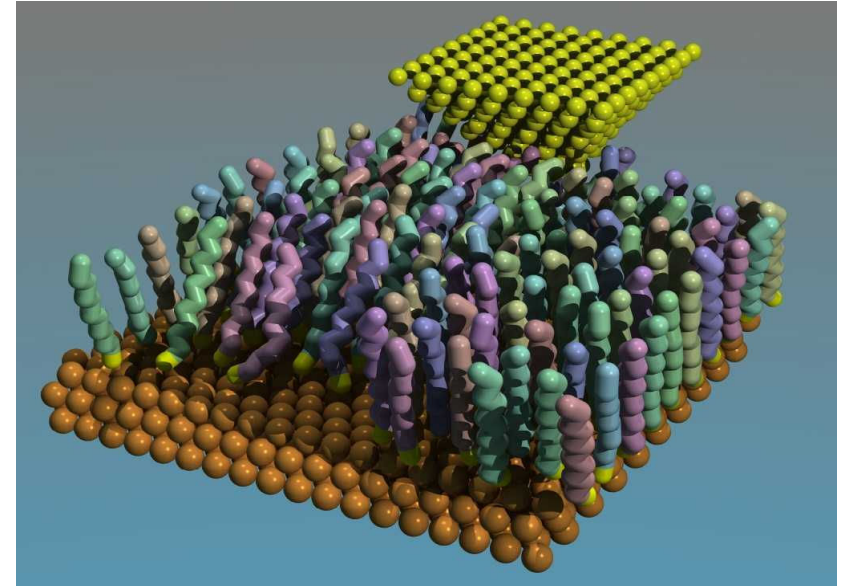




Denkbare periodische Anordnung der Atome im Kristall



Die Periodizität erlaubt die Reduktion der Struktur auf eine typische „Zelle“, die sich beliebig oft wiederholt.

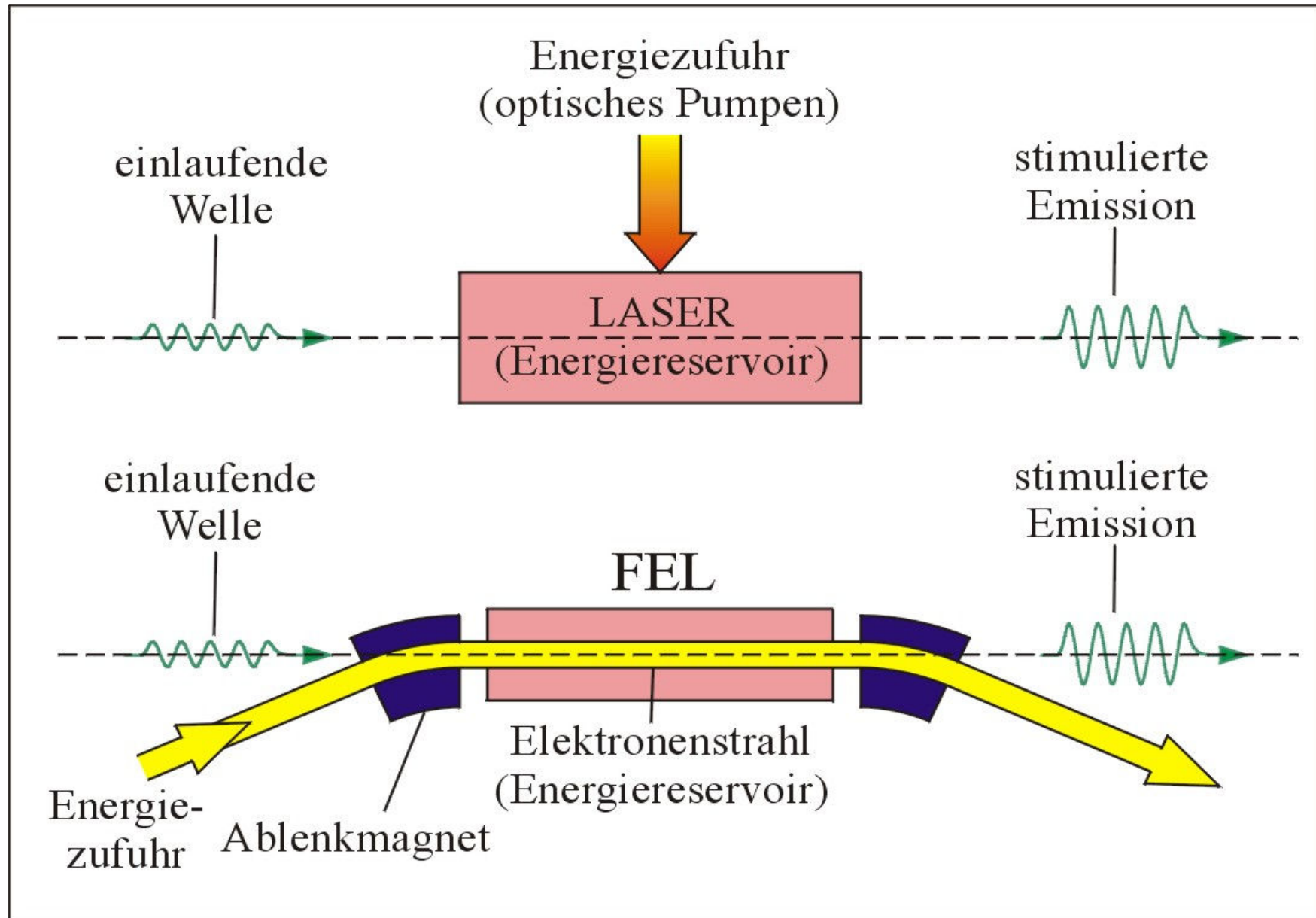


Oberflächen

Durch Spiegelung von Licht an glatten Oberflächen kann u.a. die Rauhmigkeit bestimmt werden.

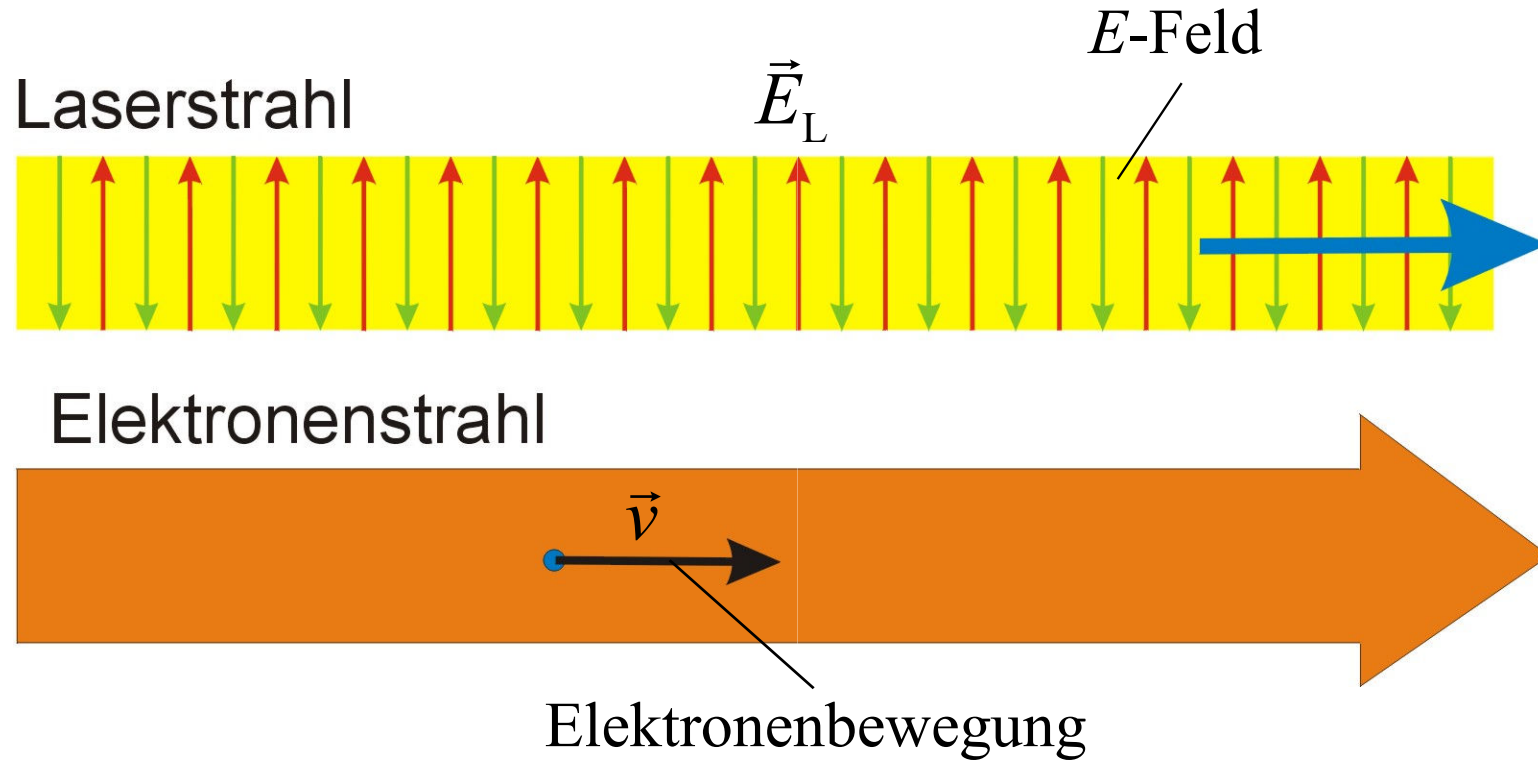


7 Free-Electron-Lasers



Problem:

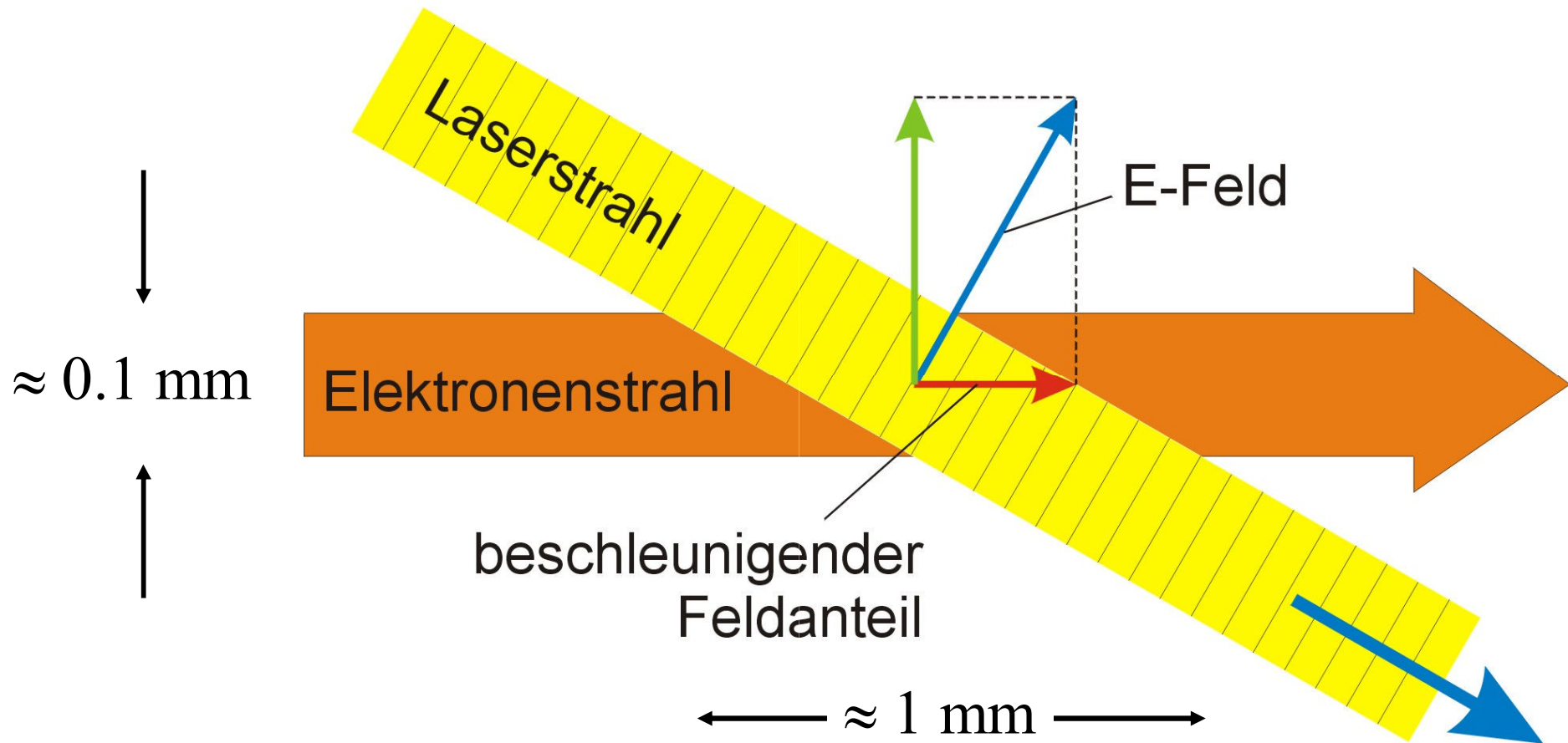
Die elektrischen Felder des Laserstrahls stehen senkrecht auf der Bewegungsrichtung der Elektronen.



Der Energieübertrag von den Elektronen zum Laserfeld ist

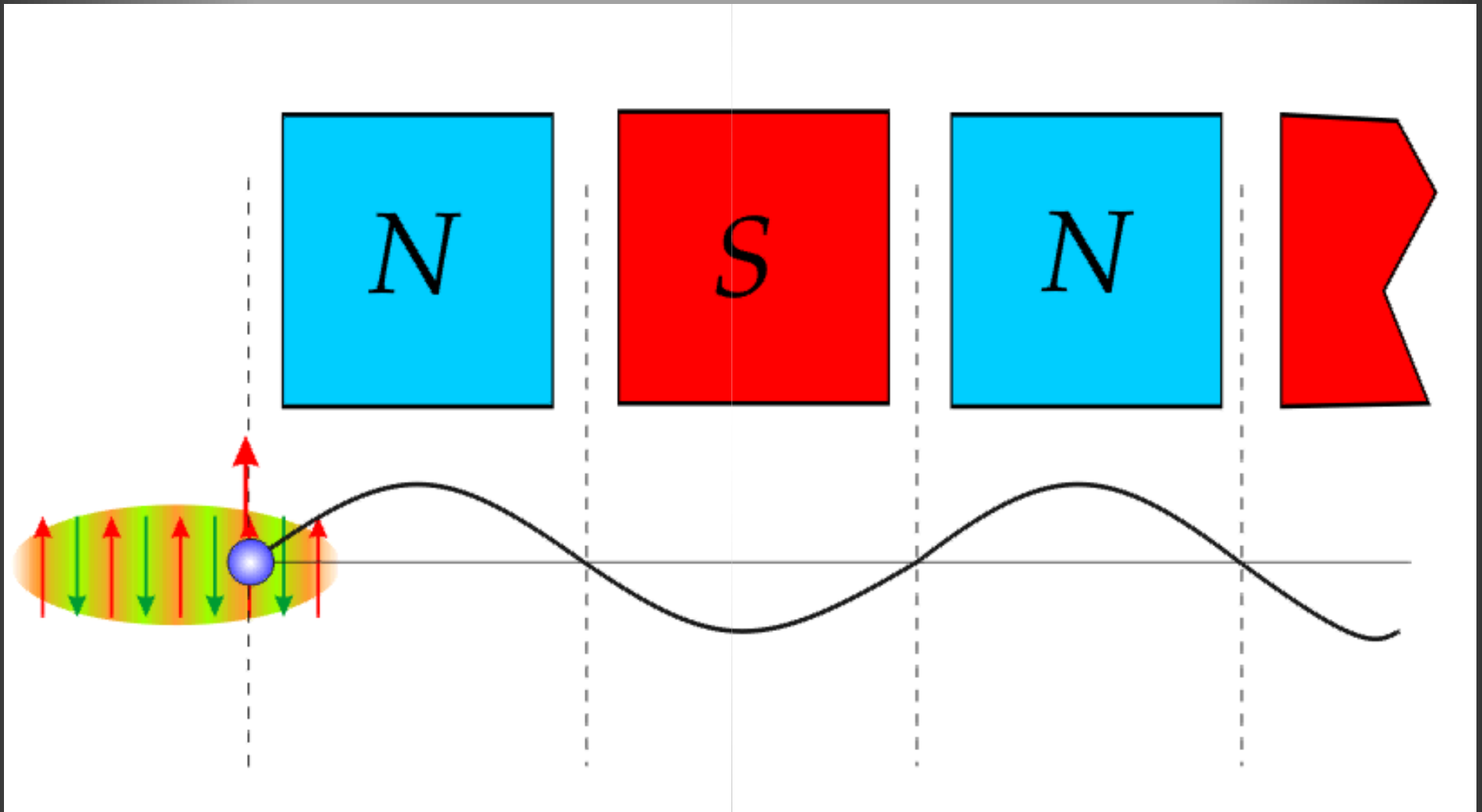
$$\Delta W = -e \int \vec{E}_L d\vec{s} = -e \int \vec{v} \vec{E}_L dt = 0 \quad \text{da} \quad \vec{E}_L \perp \vec{v}$$

Man erzeugt eine longitudinale Geschwindigkeitskomponente durch einen Winkel zwischen Laserstrahl und Elektronenbahn:



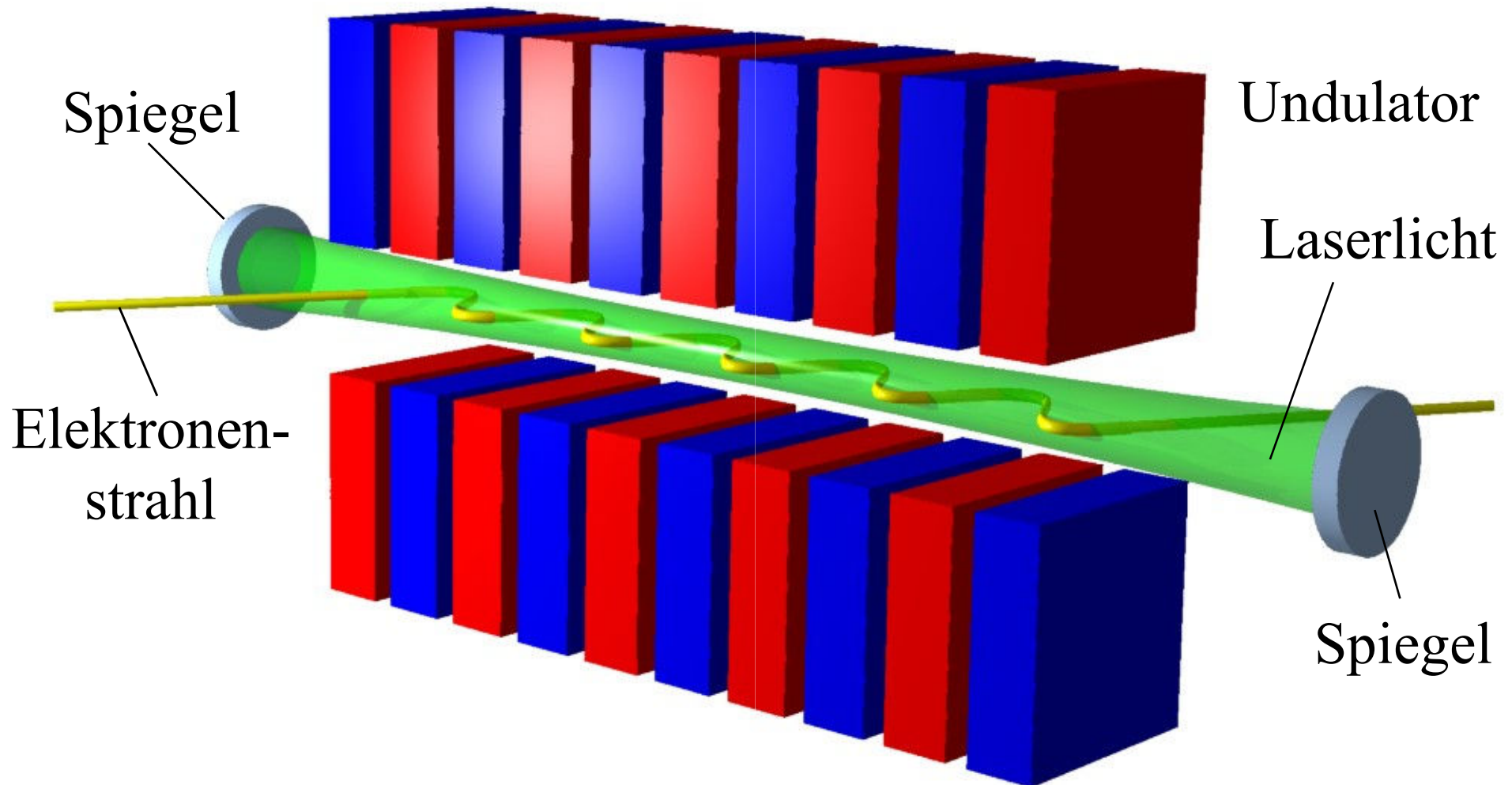
Auf dieser kurzen Strecke kann nicht viel Energie übertragen werden \Rightarrow vielfache Kreuzungen

Energieübertrag zwischen Elektron und Laserfeld



Der optische Resonator

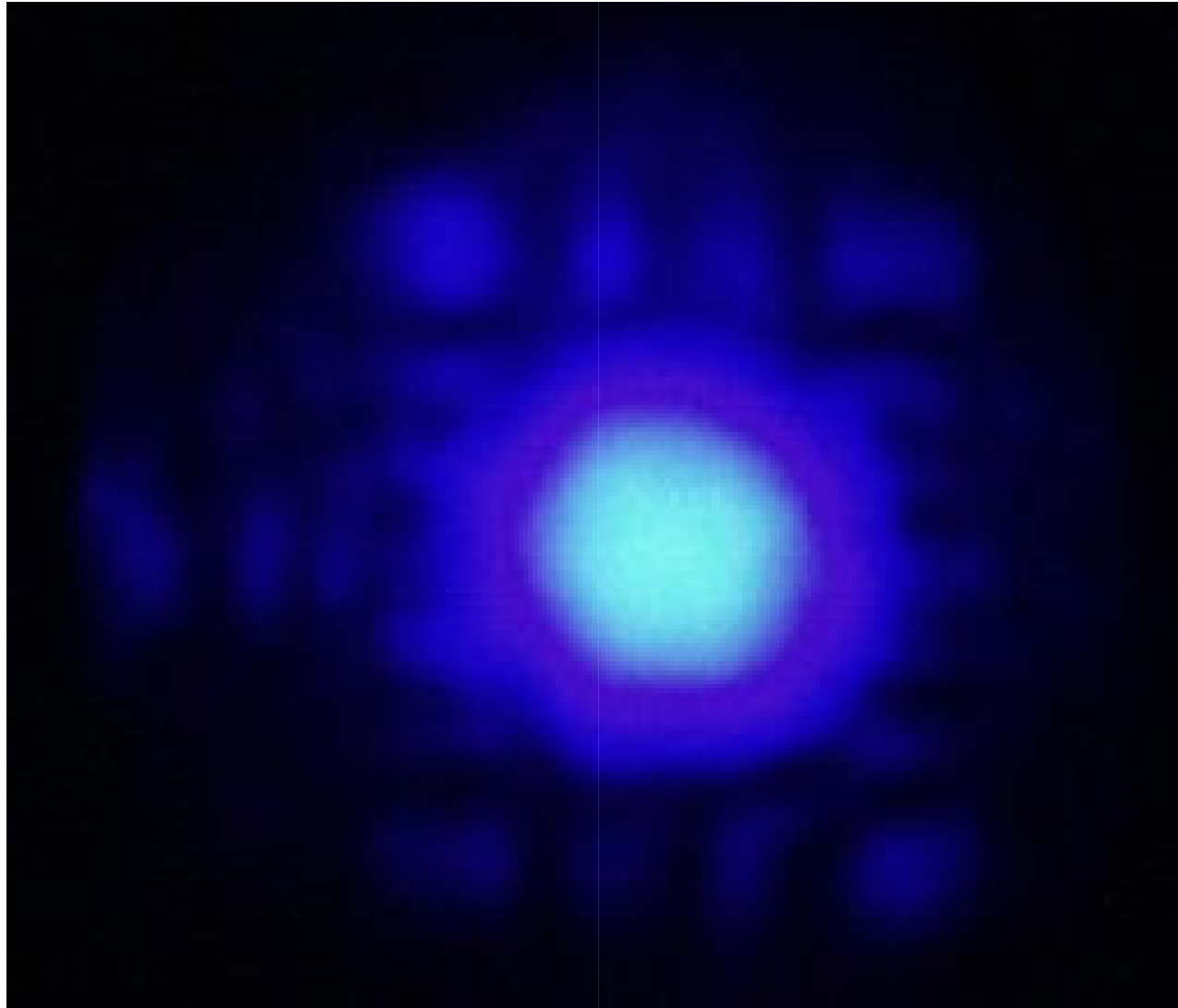
Pro Durchlauf durch den Undulator beträgt der Energiegewinn nur wenige %. Daher braucht man viele Durchläufe



Der DELTA-FEL FELICITA I



Erster erfolgreicher Test von „FELICITA I am 28. Januar 1999



beobachtetes blaues Laserlicht

Grundproblem des optische Resonators

Die Spiegelreflektivität

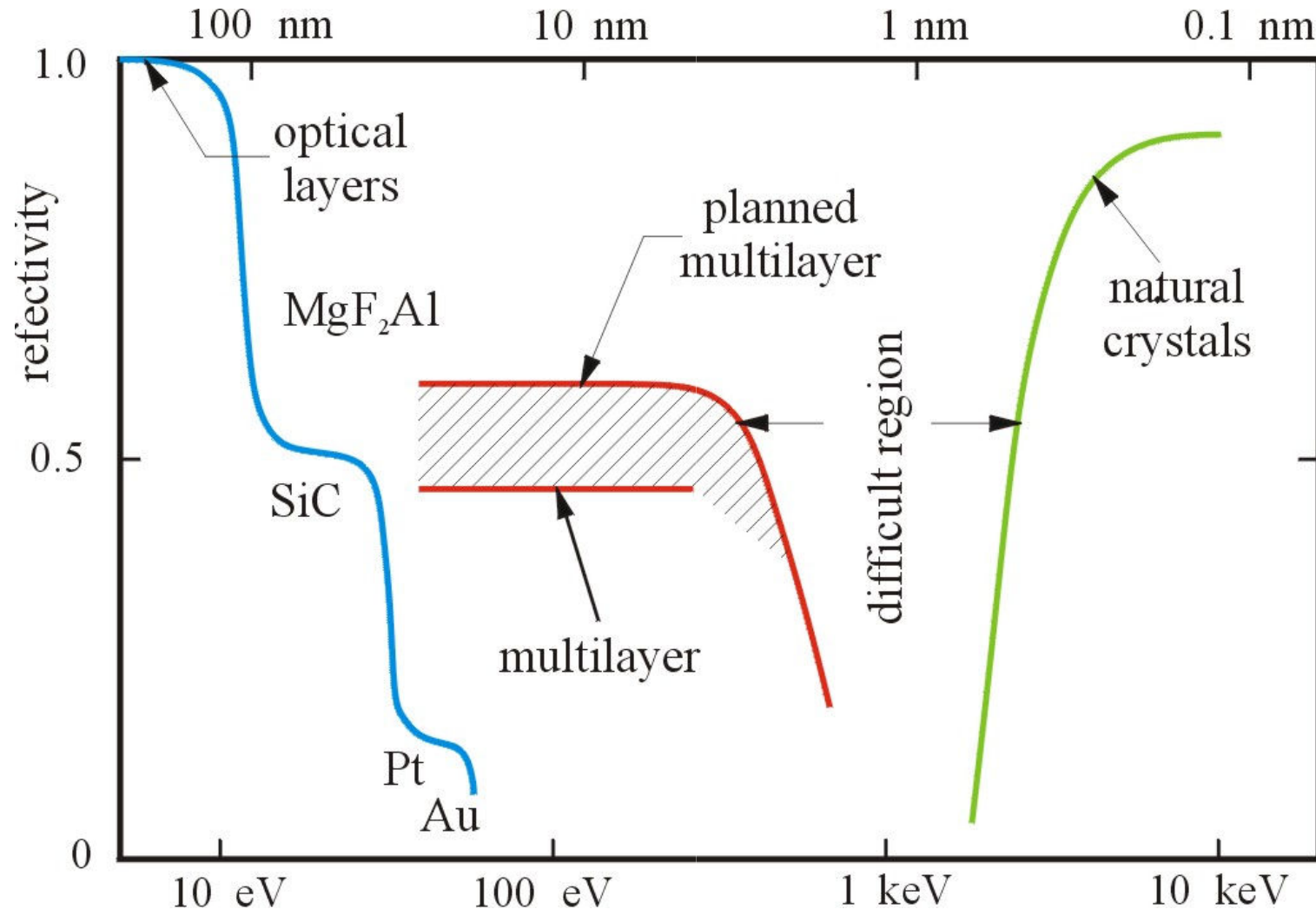
Spiegel benötigen eine sehr glatte, ebene Oberfläche ohne irgendwelche Strukturen.

Die Reflektivität sollte nahe 1 sein, d.h.

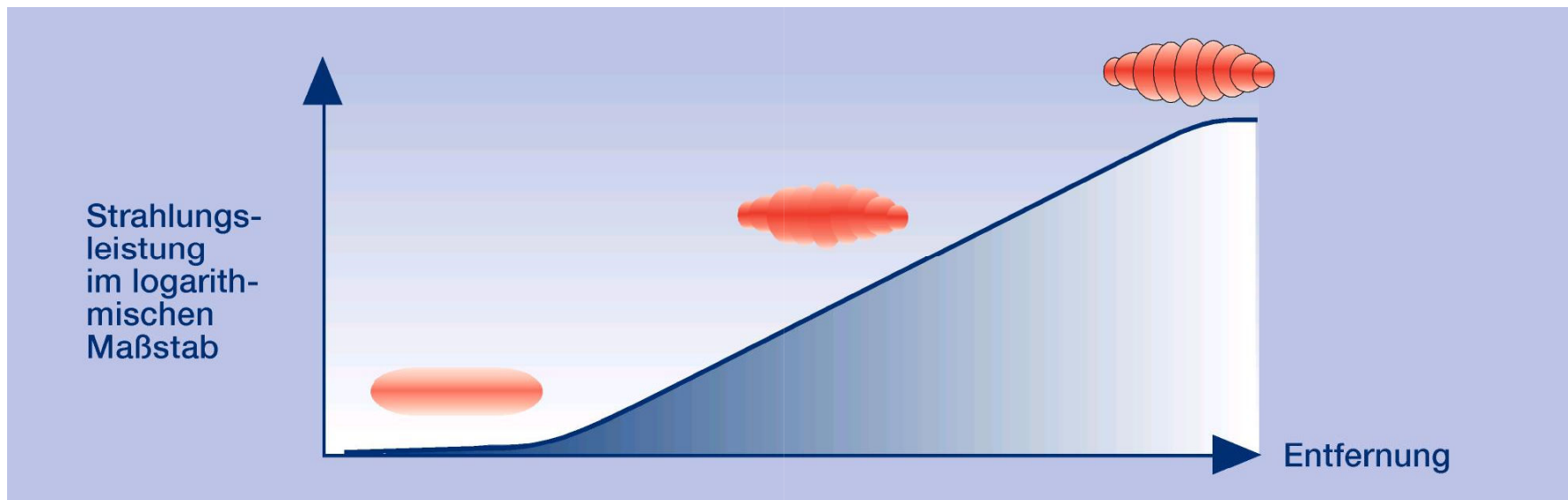
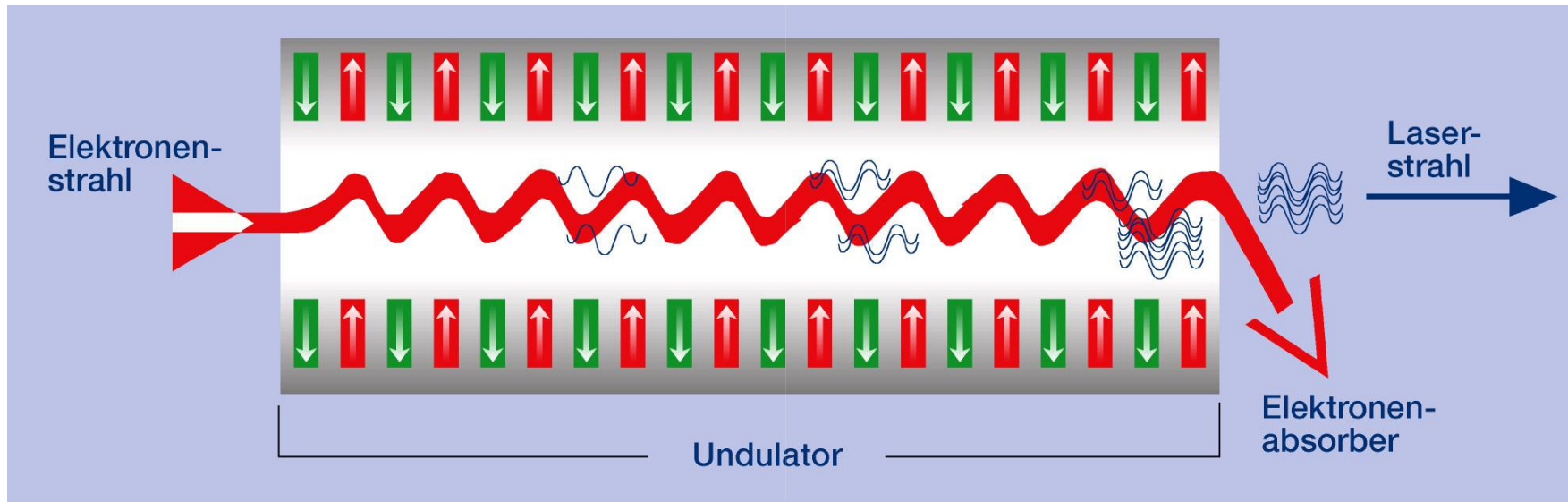
$$R > 99\%$$



Problem: unterhalb der Wellenlängen des sichtbaren Lichts verlieren alle Spiegel stark an Reflektivität:

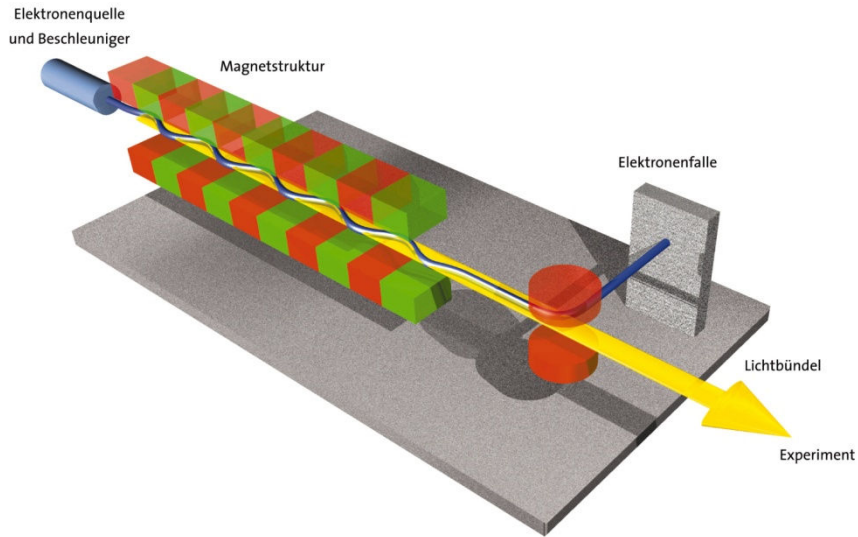


Prinzip des SASE-FEL für sehr kurze Wellenlängen

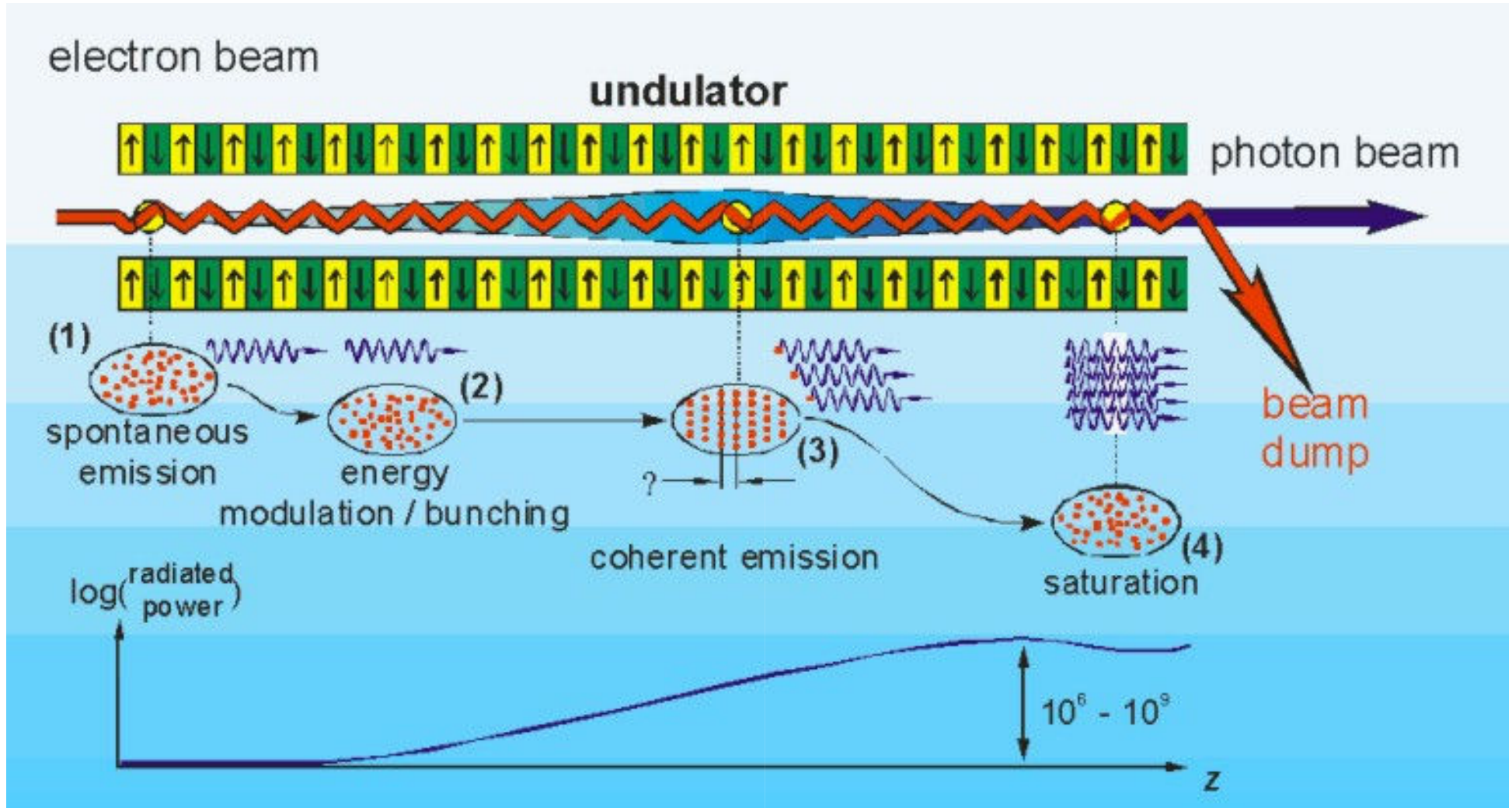


Undulator für den Röntgenlaser

DESY

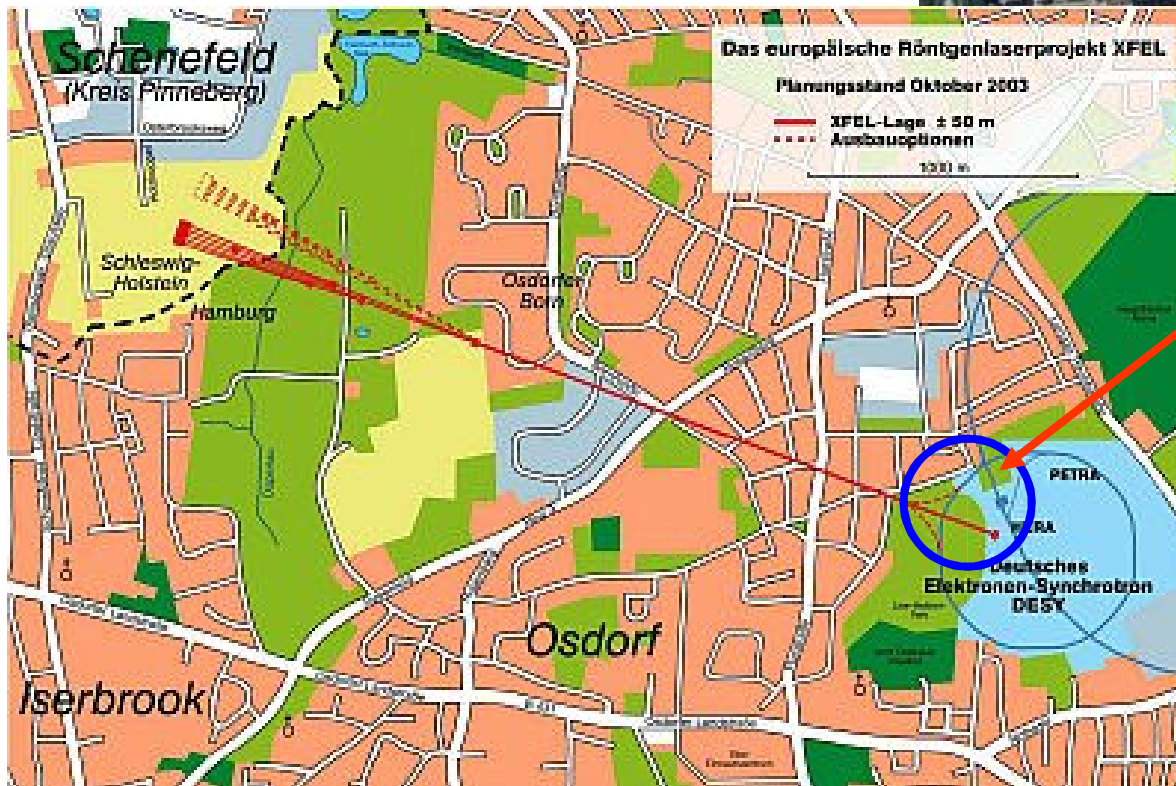


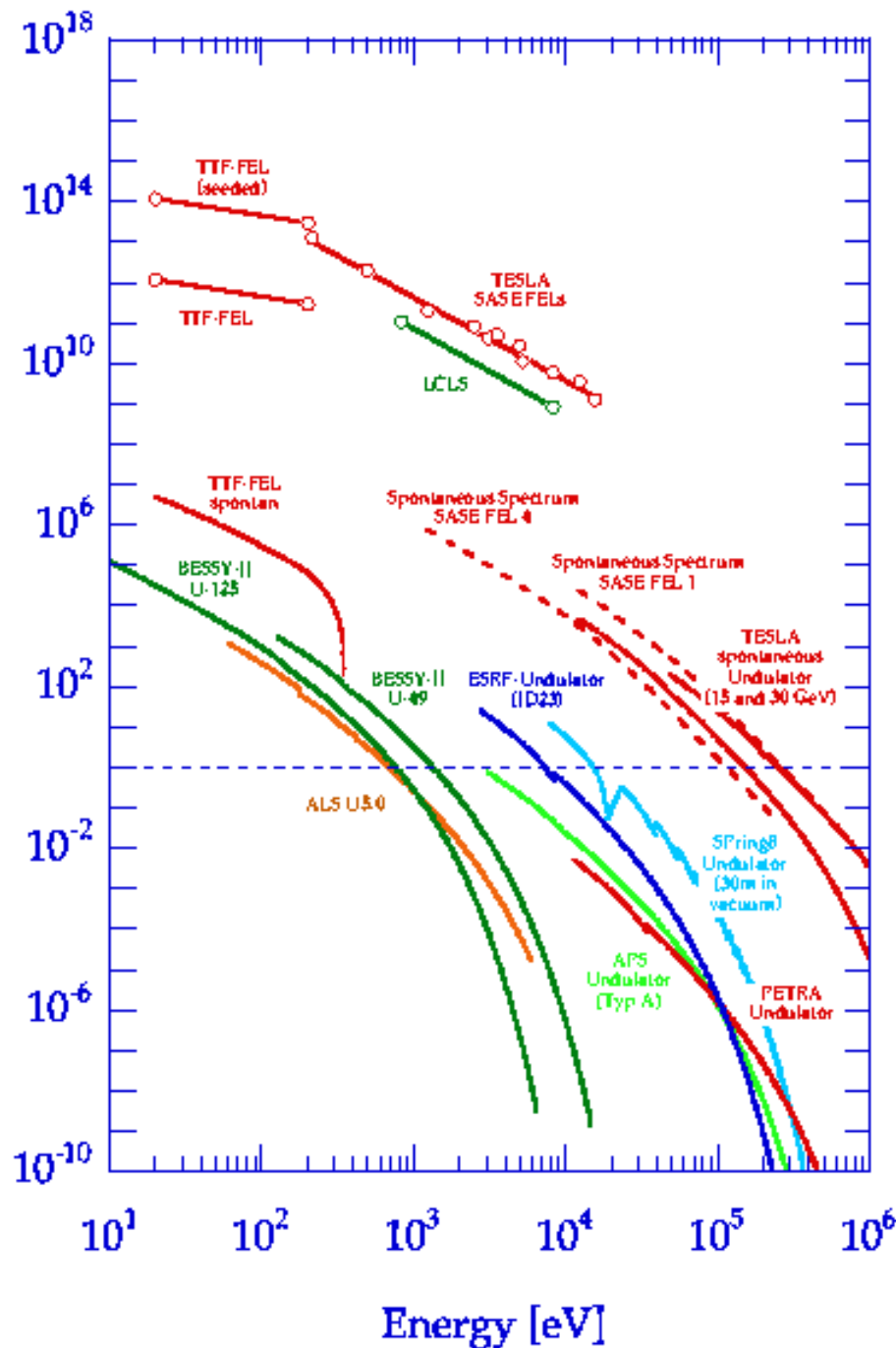
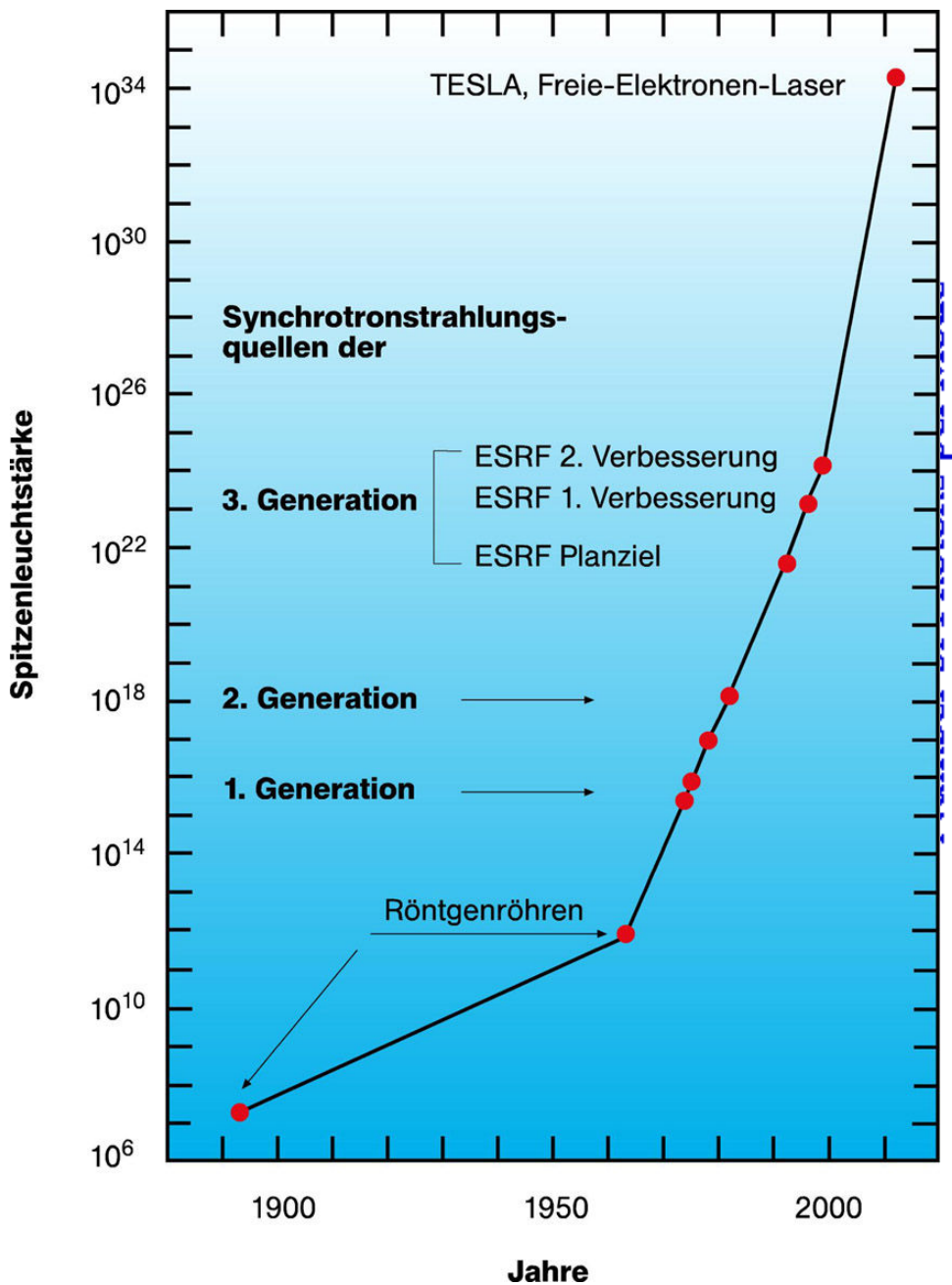
Der Laser startet mit der spontanen Undulatorstrahlung



SASE = **S**elf **A**mplified **S**pontaneous **E**mission

Das europäische Röntgenlaserprojekt XFEL (DESY)

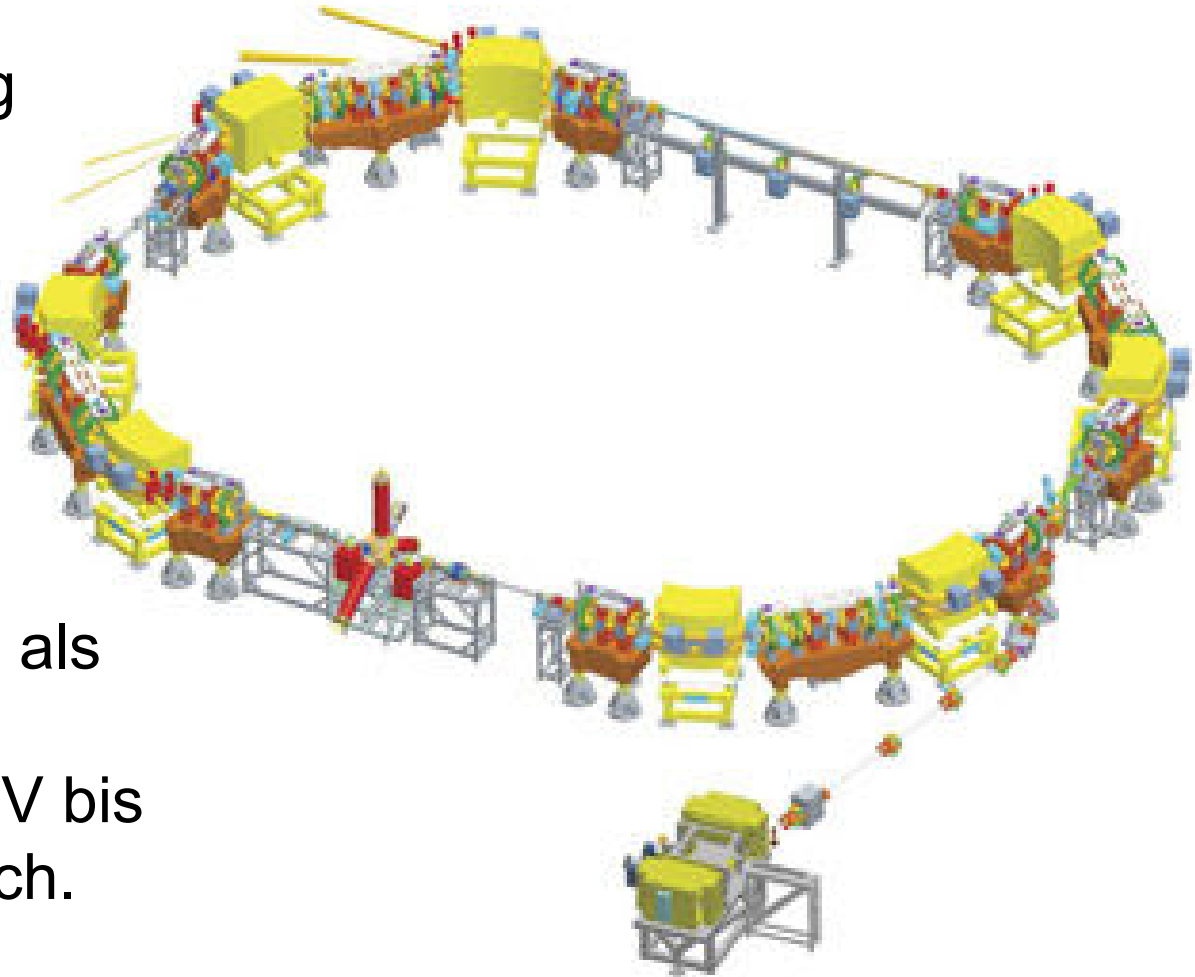




Der Metrologie-Speicherring MSL (BESSY)

Elektronenspeicherring

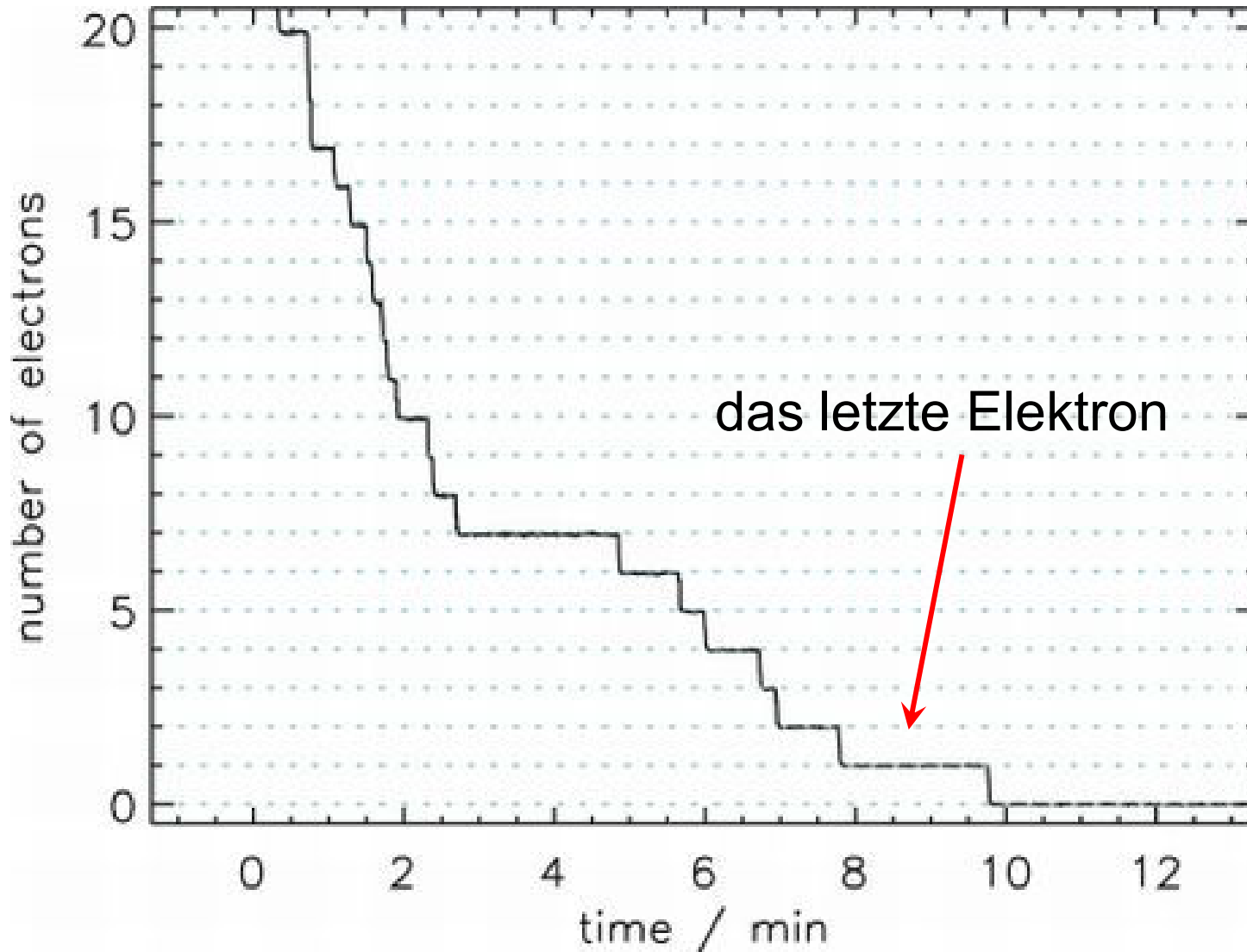
$$E_b = 200 - 600 \text{ MeV}$$



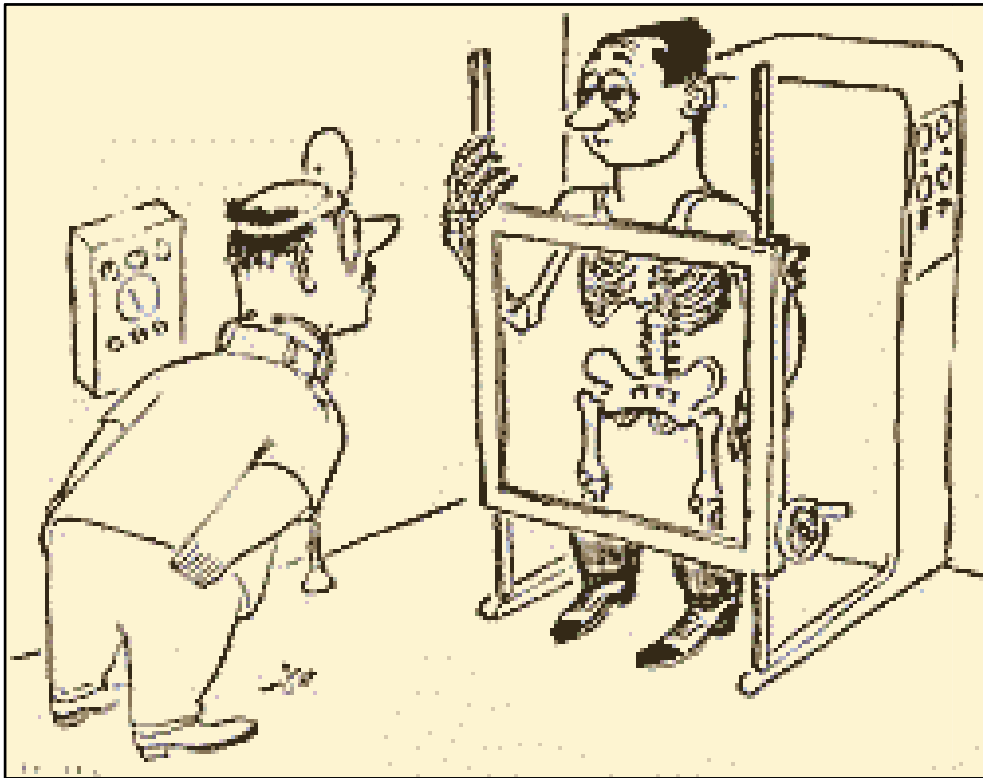
Betrieben von der PTB als
Strahlungsnorm im
Spektralbereich vom UV bis
weichen Röntgengereich.

Die Synchrotronstrahlung kann analytisch
exakt berechnet werden \Rightarrow **Eichnormal**

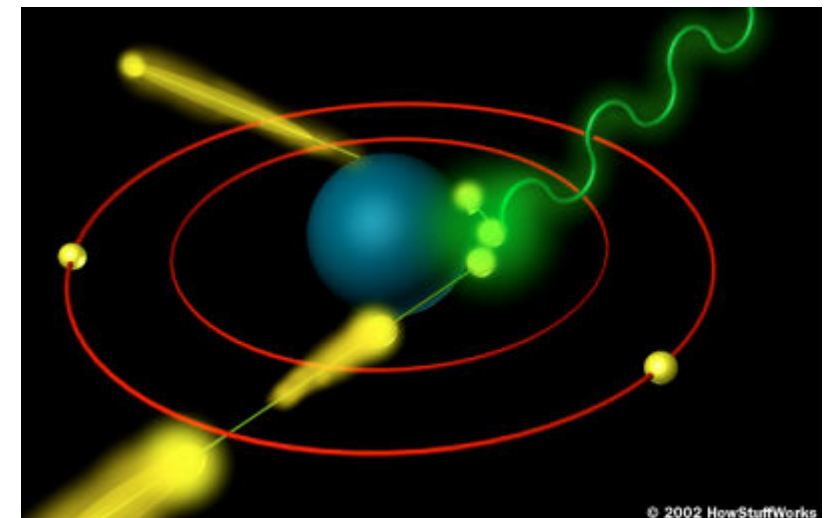
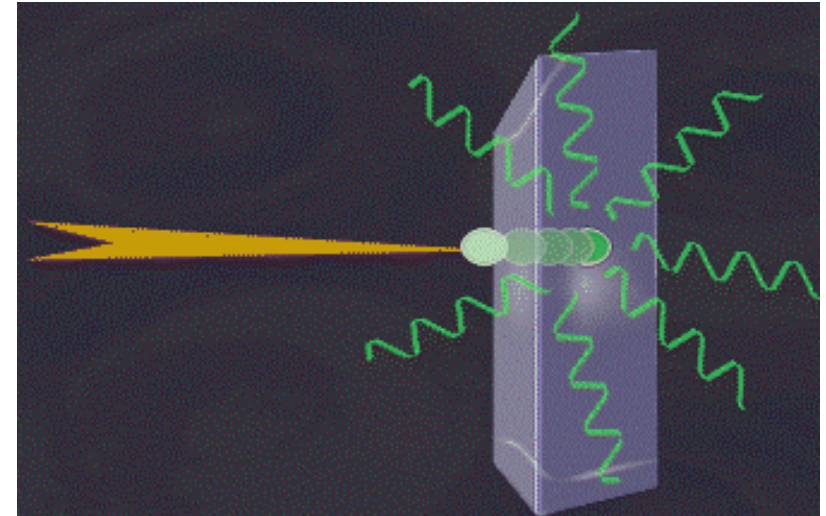
Es können **einzelne Elektronen** nachgewiesen werden.



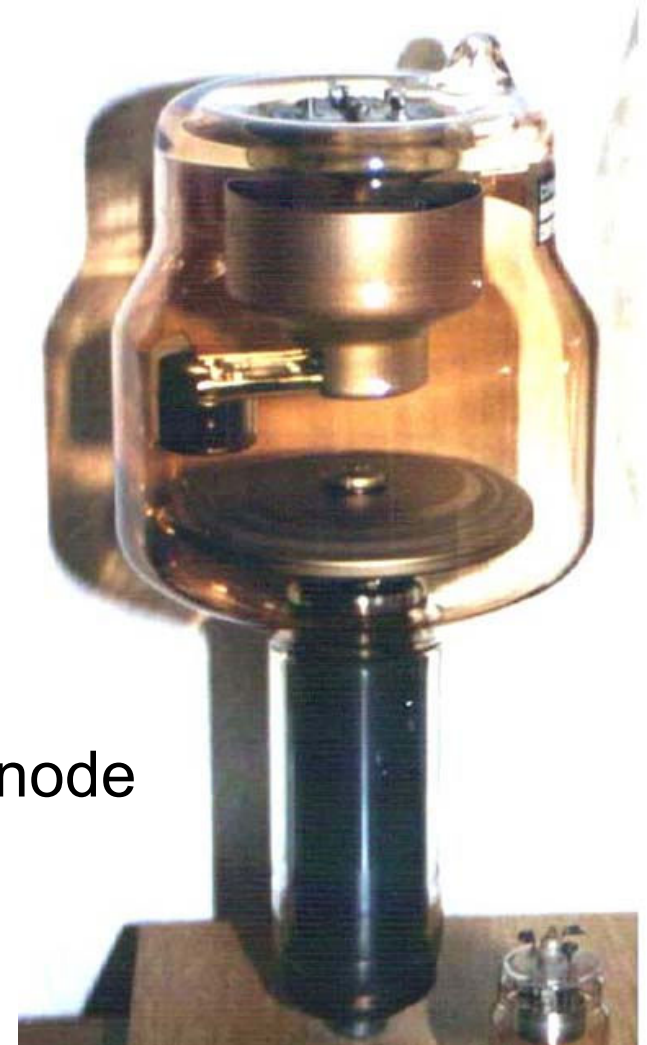
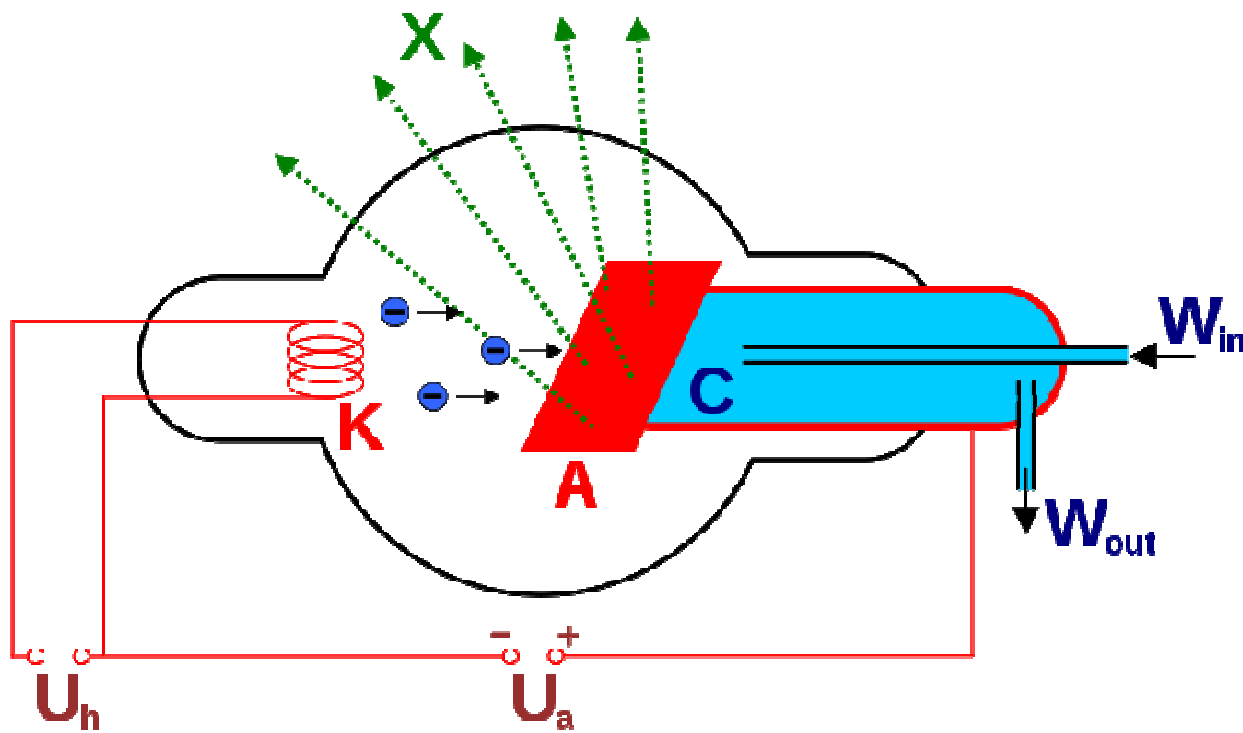
8. Beschleuniger in der Medizin



Röntgenstrahlen werden durch
Abbremsen schneller Elektronen
erzeugt: **Bremsstrahlung**



Am einfachsten wird Röntgenstrahlung durch eine Röhre erzeugt.



Maximale Energie der Photonen:

$$E_{\max} = eU_a$$

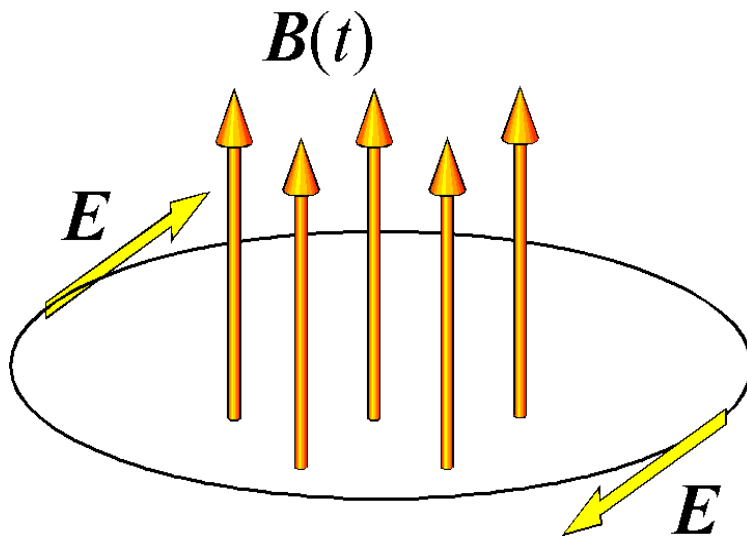
Begrenzt durch U_a .

Drehanode

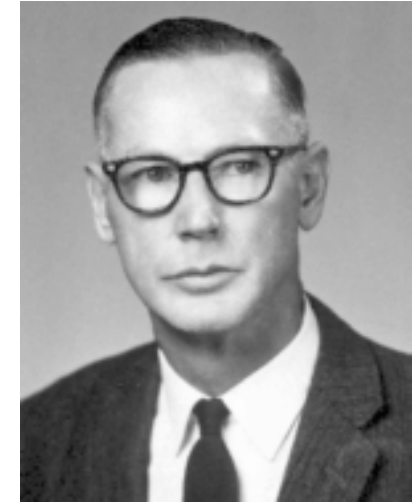
Man benötigt höhere Elektronenenergien: $E > 1 \text{ MeV}$

Das Betatron

Das **Betatron** basiert auf der Anwendung des Induktionsgesetzes.



$$\oint \vec{E} d\vec{r} = \iint_A \dot{\vec{B}} d\vec{a}$$

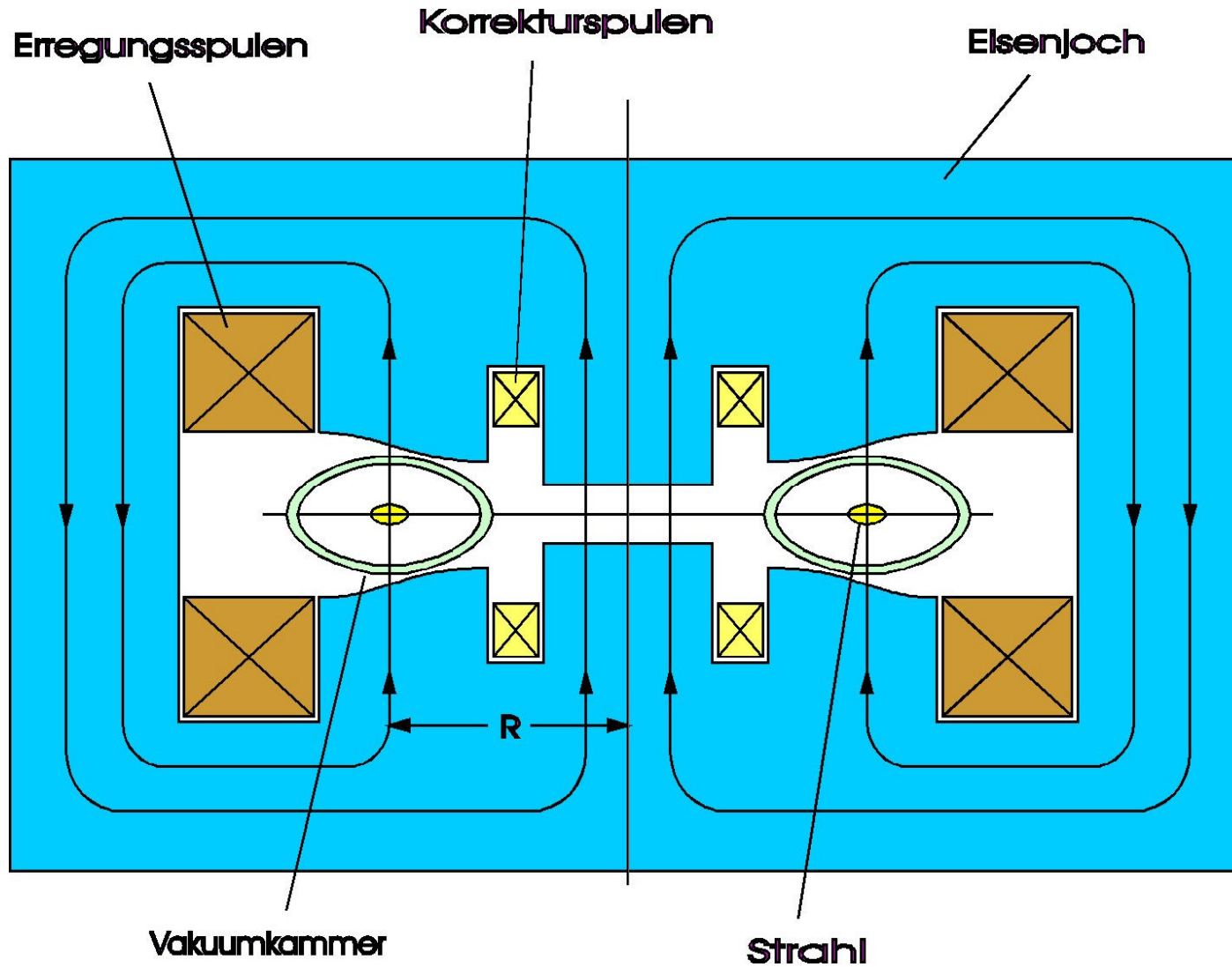


**Donald William
Kerst (1940)
Univ. of Illinois**

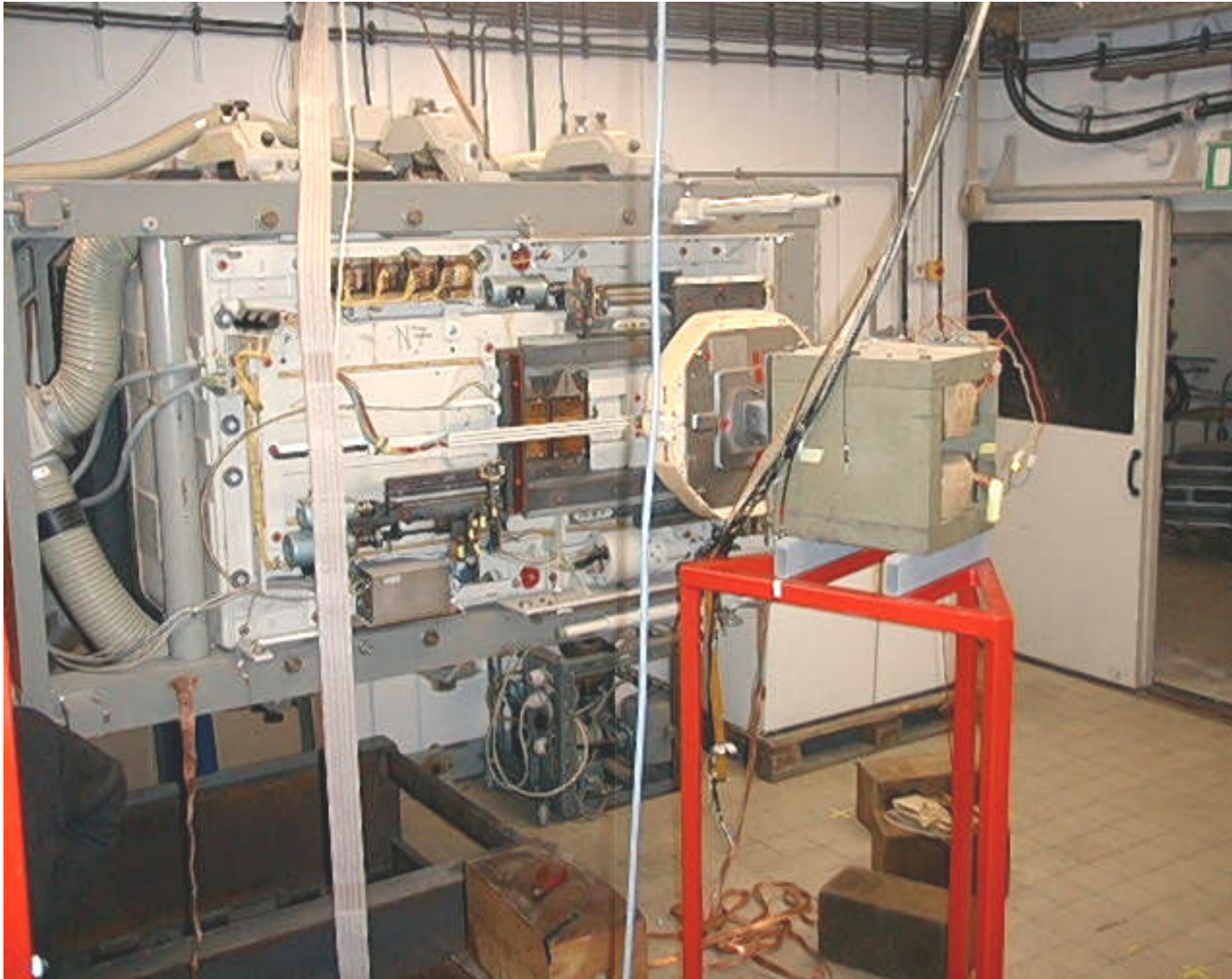
Stabile Bahnen erhält man mit der **Wideröesche Betatronbedingung**:

$$B(t) = \frac{1}{2} \langle B(t) \rangle + B_0$$

Prinzip des Betatrons:



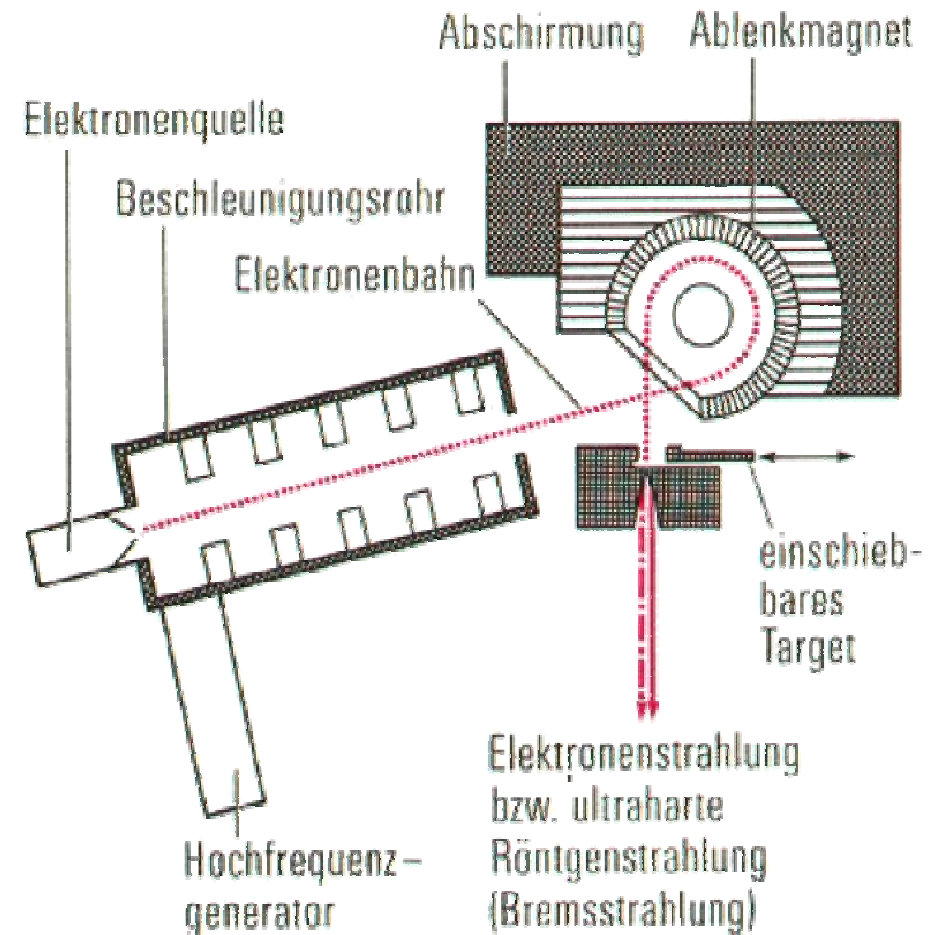
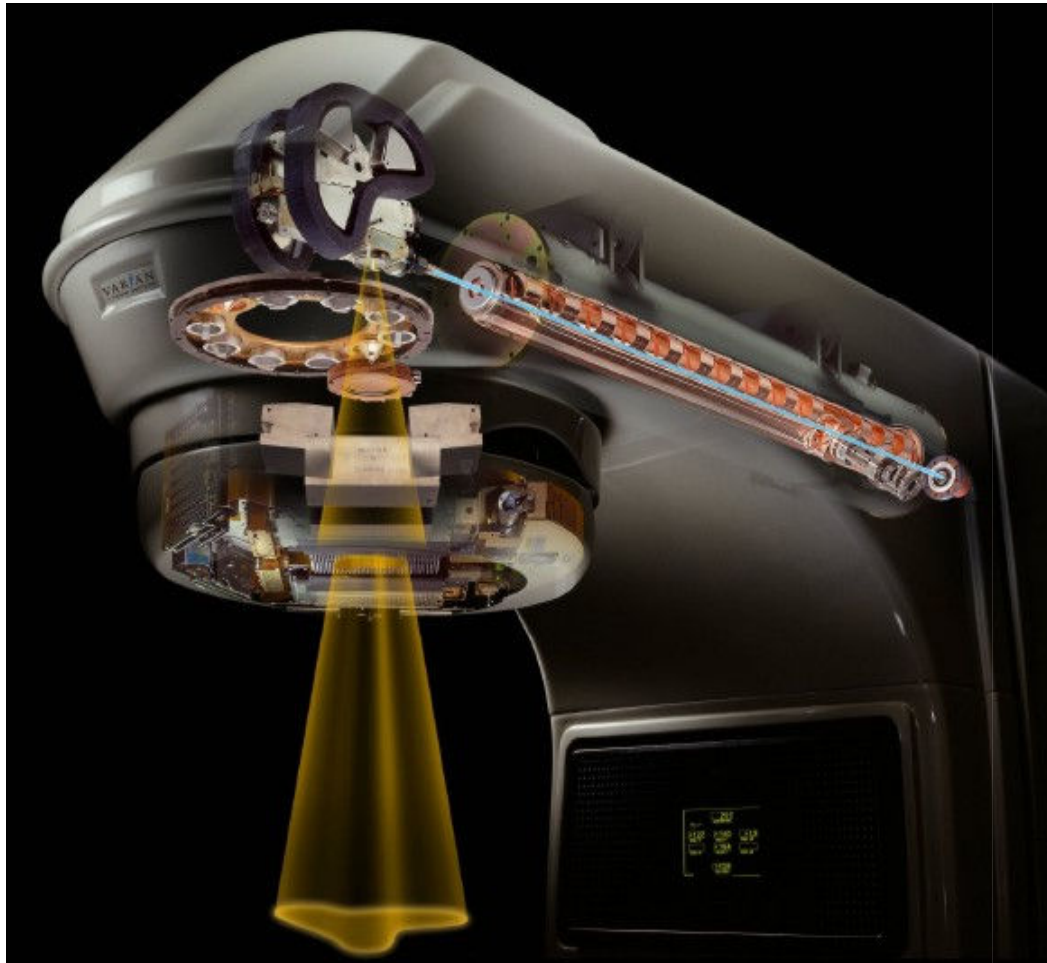
Beispiel eines Betatrons:



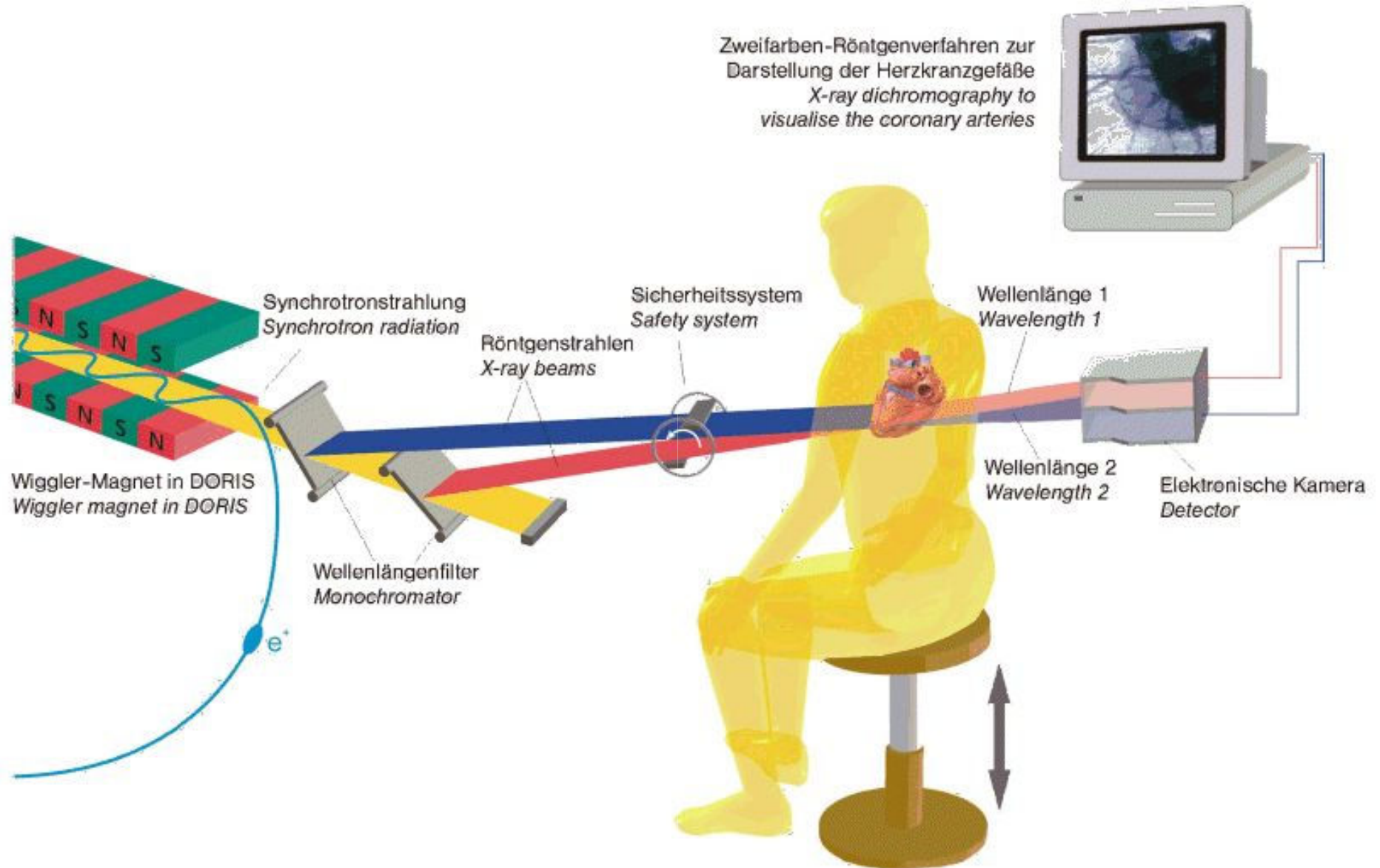
Das 42 MeV-Betatron der Universität Freiburg

Man kann auch kompakte Linearbeschleuniger benutzen

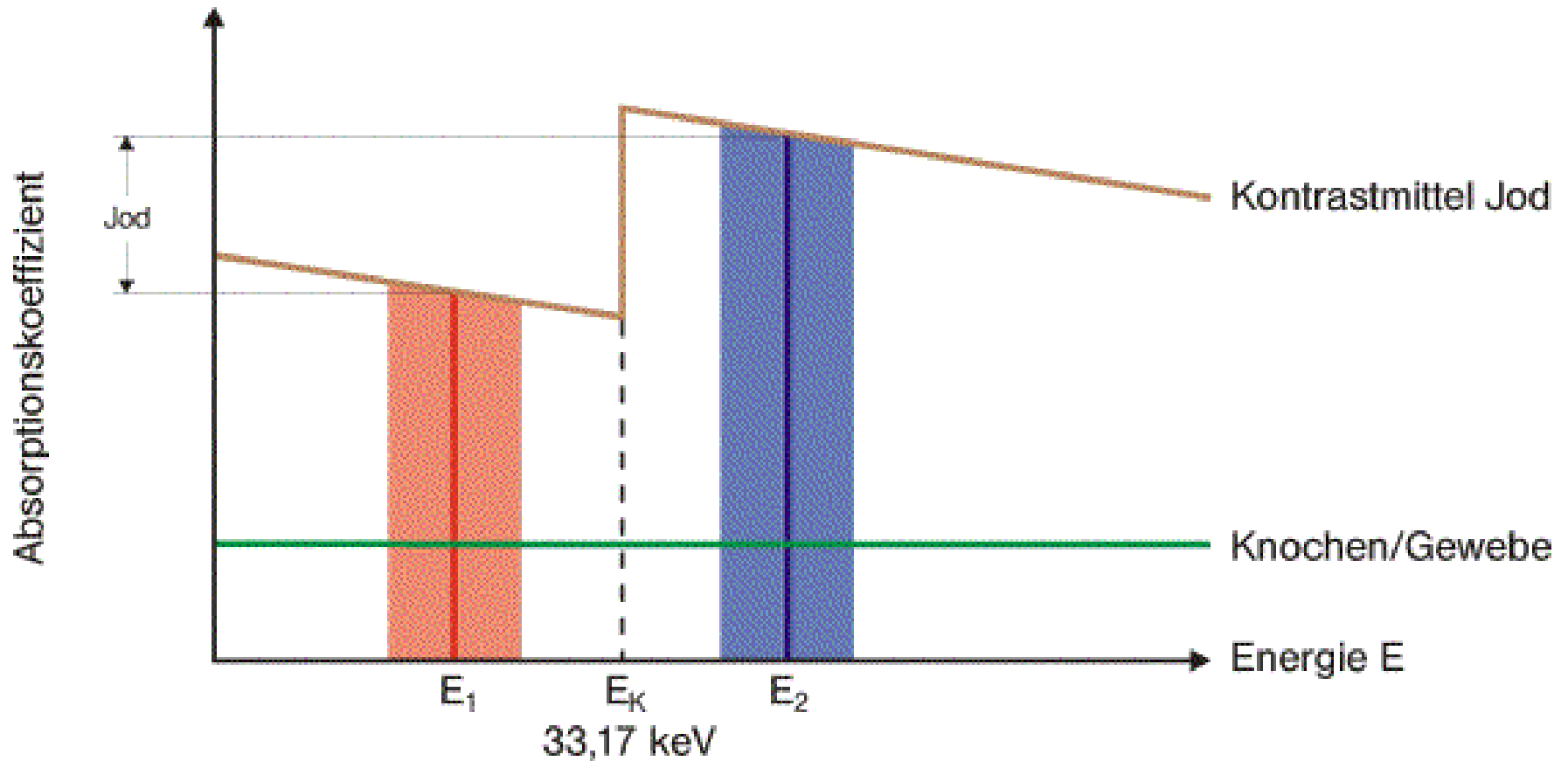
Elektronen-Linearbeschleuniger



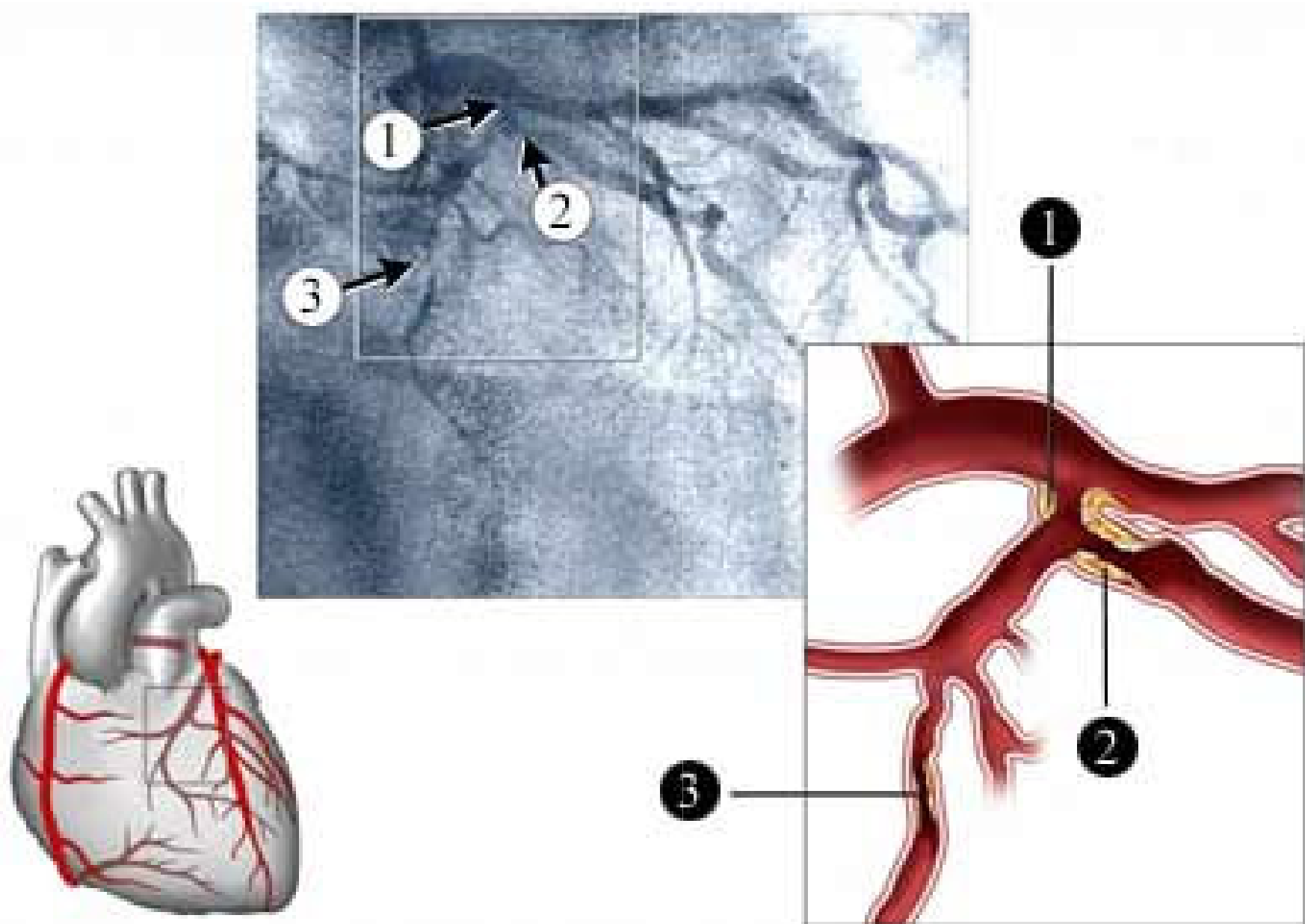
Angiographie



Absorptionskante des Kontrastmittels (Jod)

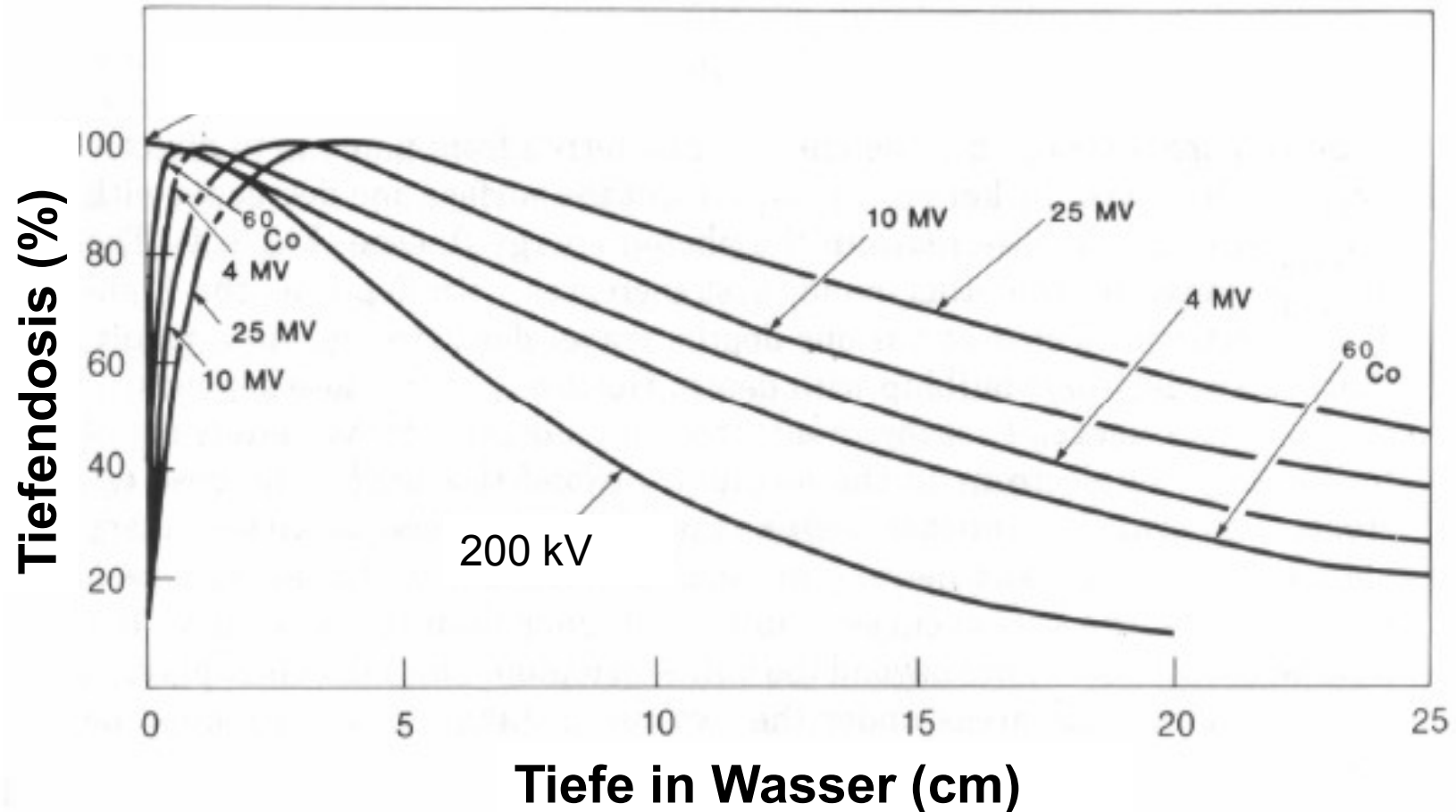


Verengte Blutgefäße am Herzen

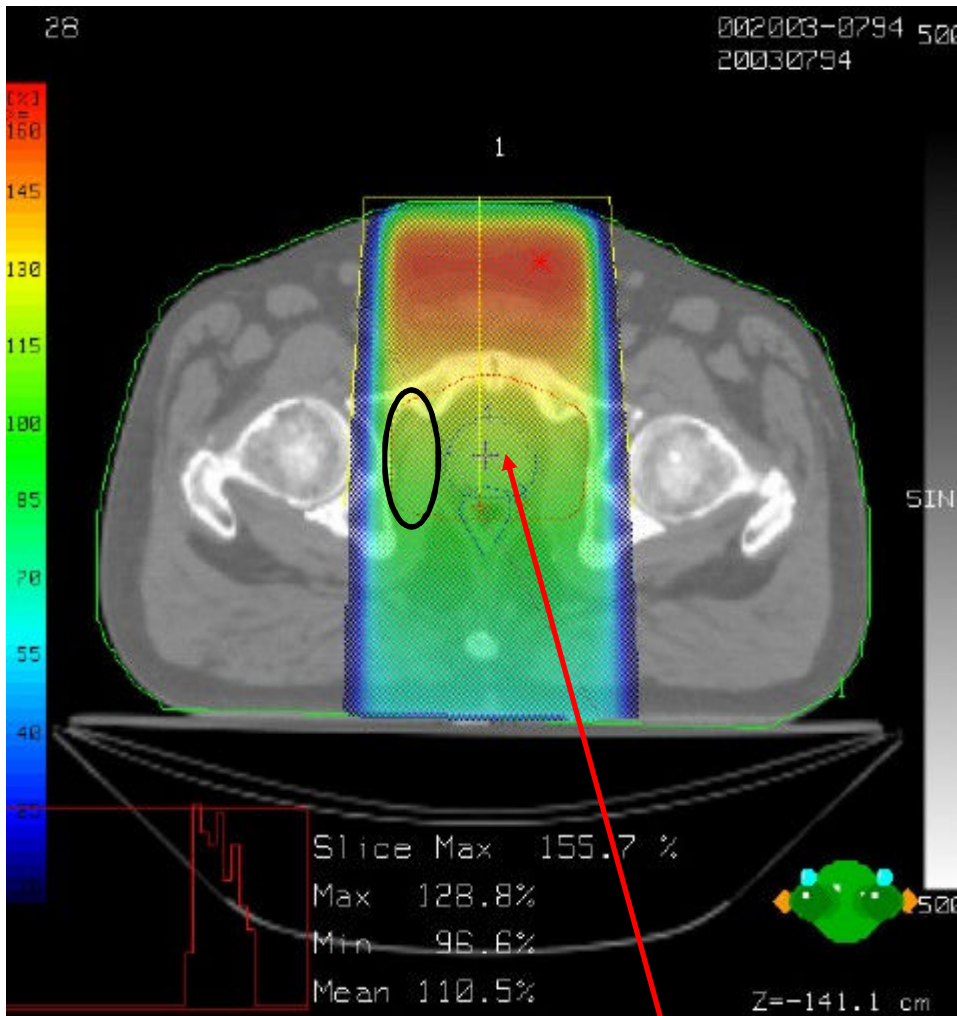


Krebstherapie mit Röntgenstrahlung (Betatron, LINAC)

Tiefenprofil der Röntgenstrahlung



Dosisapplikation bei der Bestrahlung / Einzelfeld-Bestrahlung

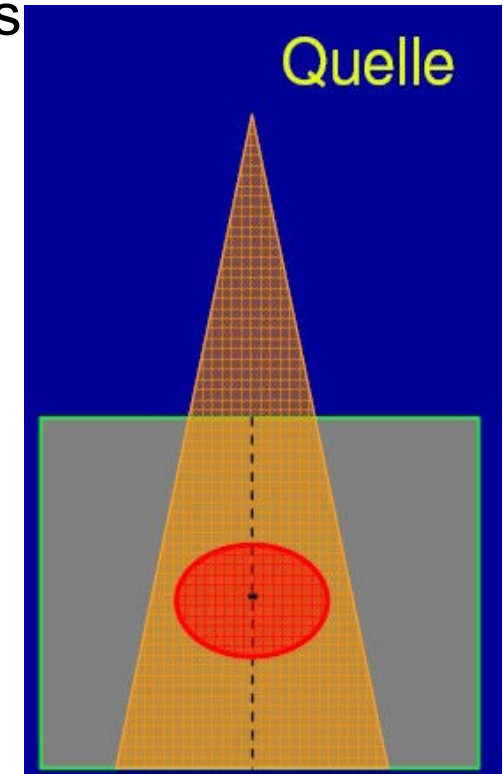


PTV = planning target volume

Gesamte (Soll-)Dosis im Referenz-Punkt durch ein Feld

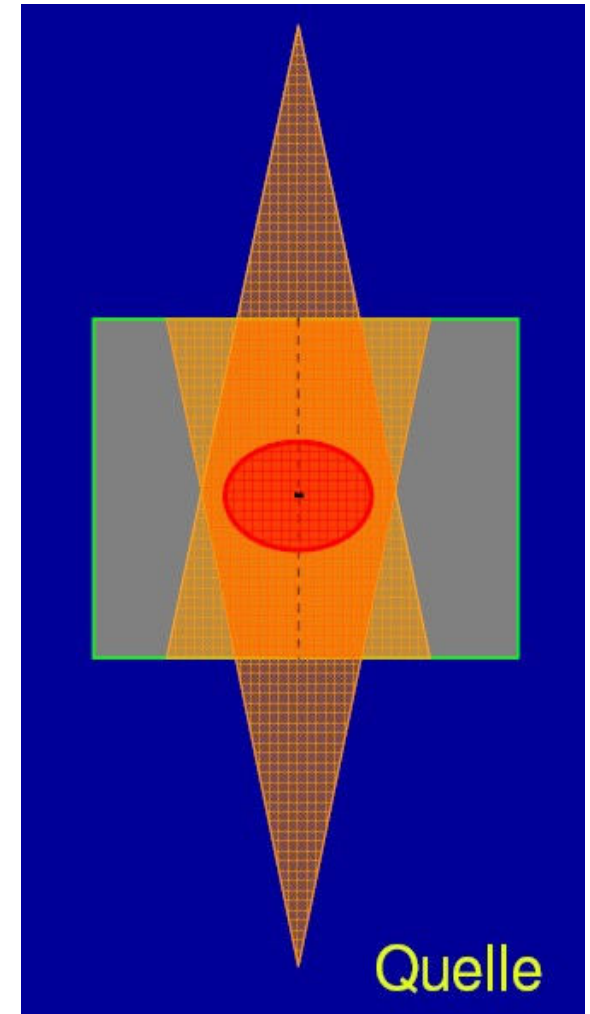
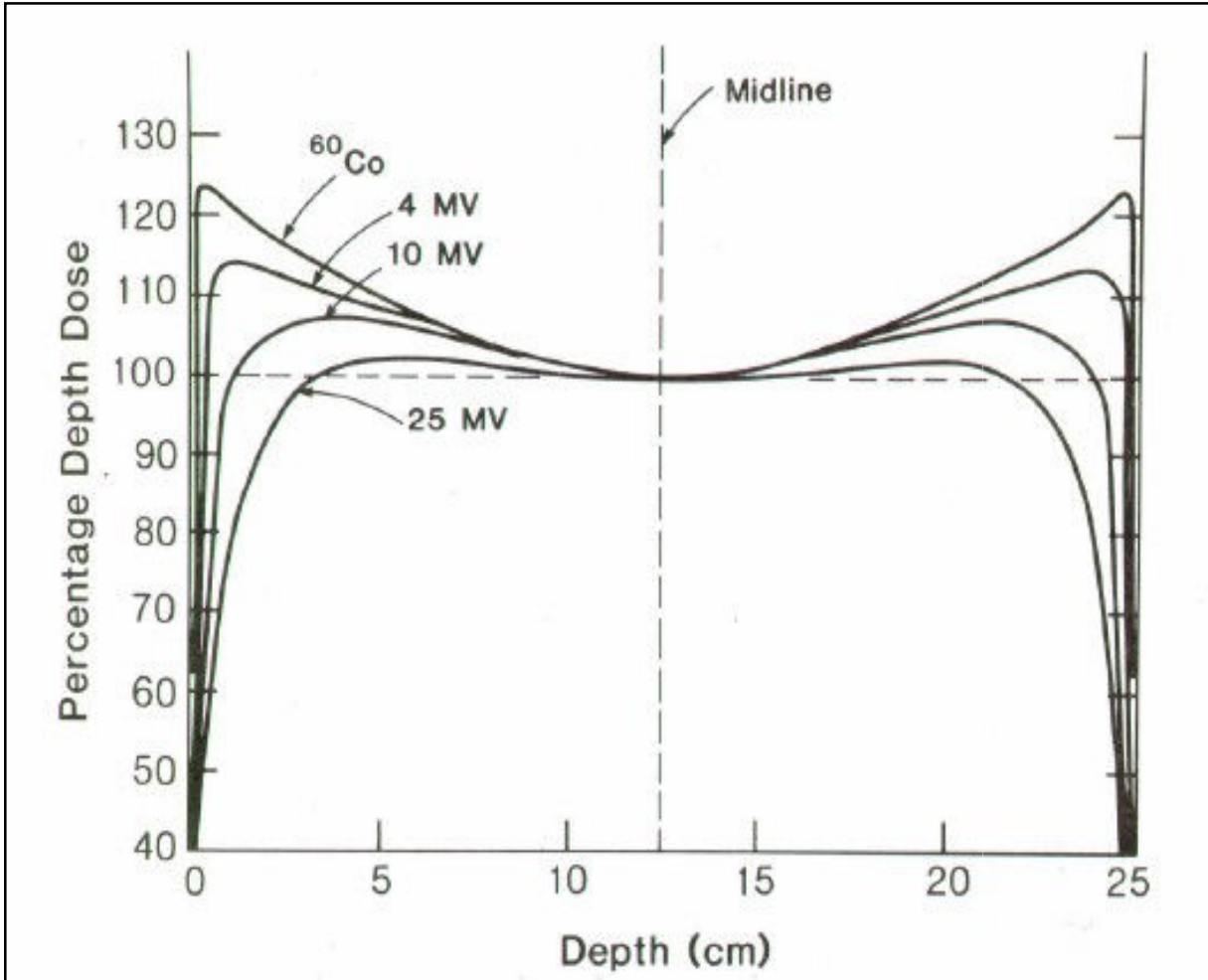
- Dosis im Referenzpunkt = 100%
- Dosismaximum (ca. 160 %)
- inhomogene Dosis im gesamten Behandlungsfeld
min.: ca. 96 %
max.: ca. 129 %

Quelle: Salk, Birkner
Universitätsklinikum
Ulm

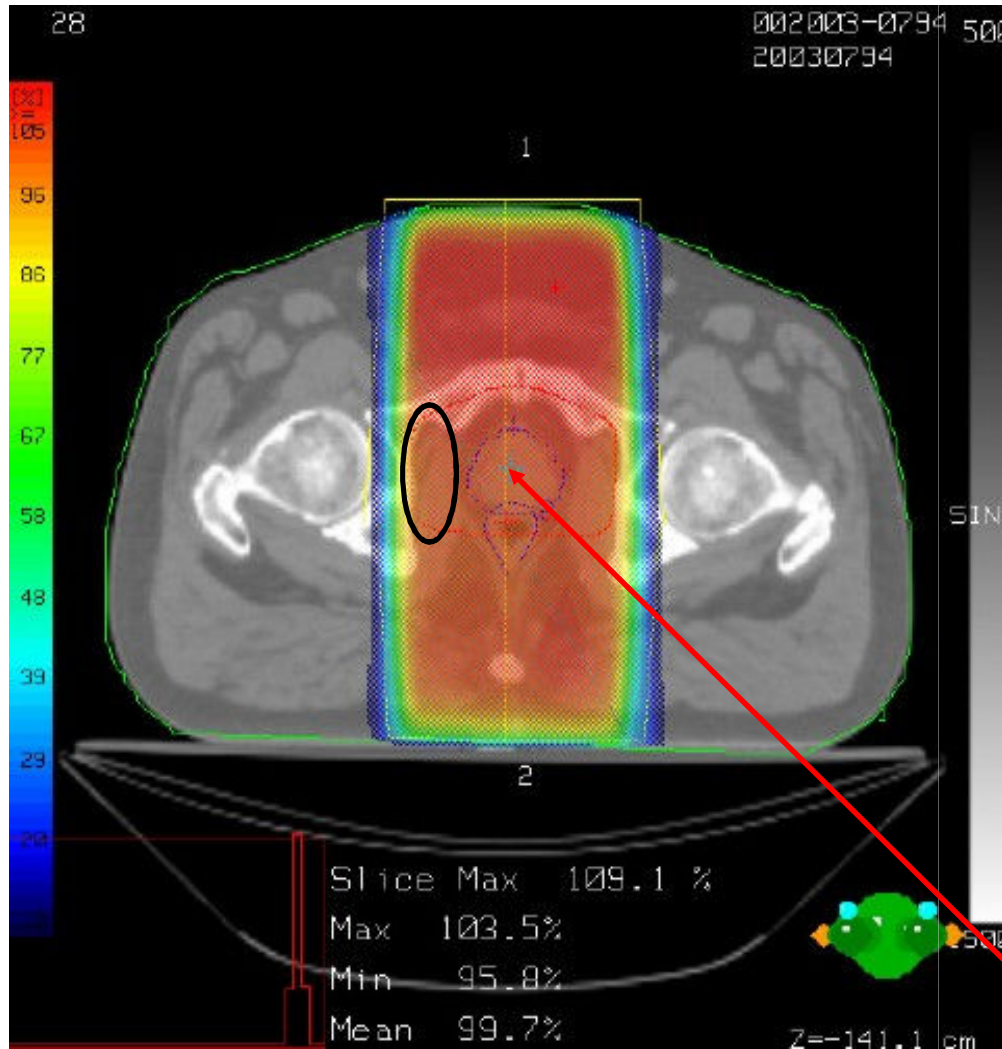


Dosisapplikation bei der Bestrahlung / Gegenfeldbestrahlung

Dosisverlauf entlang Zentralstrahl



Dosisapplikation bei der Bestrahlung / Gegenfeldbestrahlung

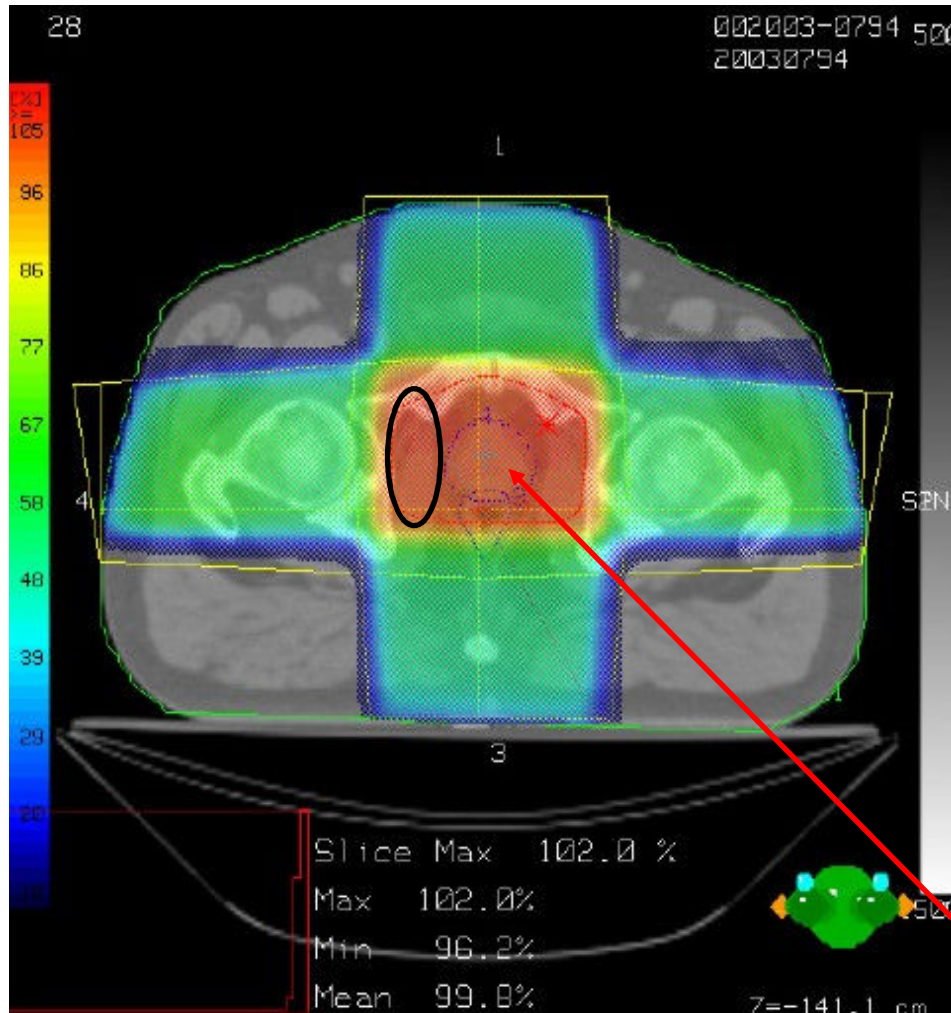


- Gewichtung: 50% : 50%
- Dosismaximum ca. 109 %
- Homogene Dosis im PTV
- Großes „Treated Volume“
min.: ca. 96 %
max.: ca. 104 %

Quelle: Salk, Birkner
Universitätsklinikum Ulm

PTV = planning target volume

Dosisapplikation bei der Bestrahlung / Mehrfelderbestrahlung



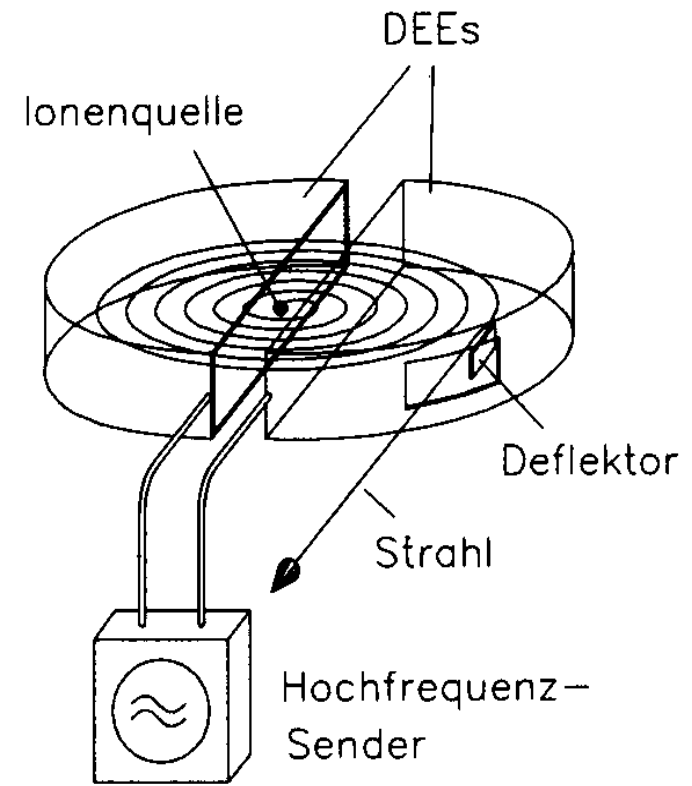
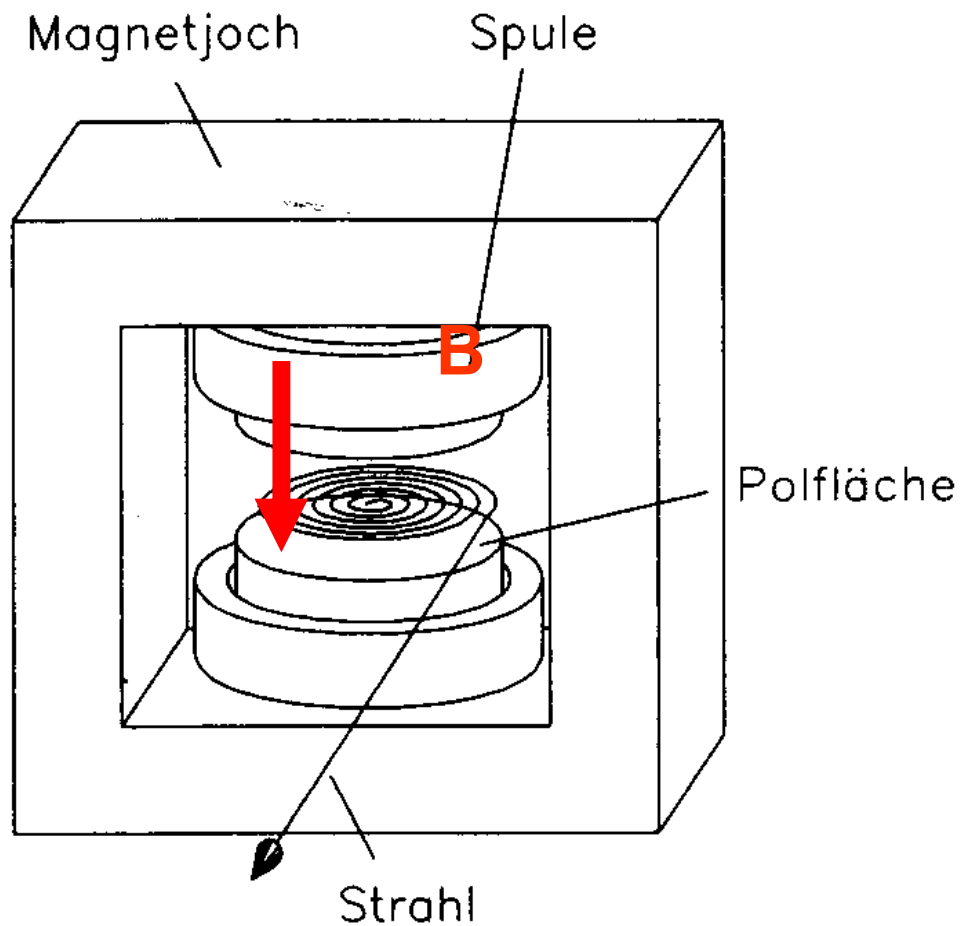
- Gewichtung: 25% : 25% : 25% : 25%
- Dosismaximum ca. 102 %
- Homogene Dosis im PTV
- „Treated Volume“ ~ PTV
- Min.: ca. 96 %
- Max.: ca. 102 %
im Tumorgewebe !

Quelle: Salk, Birkner
Universitätsklinikum Ulm

PTV = planning target volume

Protonen- und Ionentherapie

wichtigste Beispiele:
Protonentherapie mit Zyklotrons



Zyklotronfrequenz

$$\omega = \frac{qB}{\gamma m}$$

Beispiel: Protonen-Therapie am Paul-Scherrer-Institut / Villigen, Schweiz

- Protonentherapie von Augenhintergrund-Tumoren seit 1984 (4800 Patienten). Protonenstrahl aus Zyklotron der Neutronenquelle
- seit 2007 Bestrahlung auch tiefliegender Tumore. Neues supraleitendes 250 MeV Zyklotron (Fa. ACCEL/Varian). Neue Bestrahlungseinrichtungen.

Blick in das supraleitende 250 MeV-Zyklotron



Beispiel: Protonen-Therapie am Rinecker Proton Therapie Zentrum, München

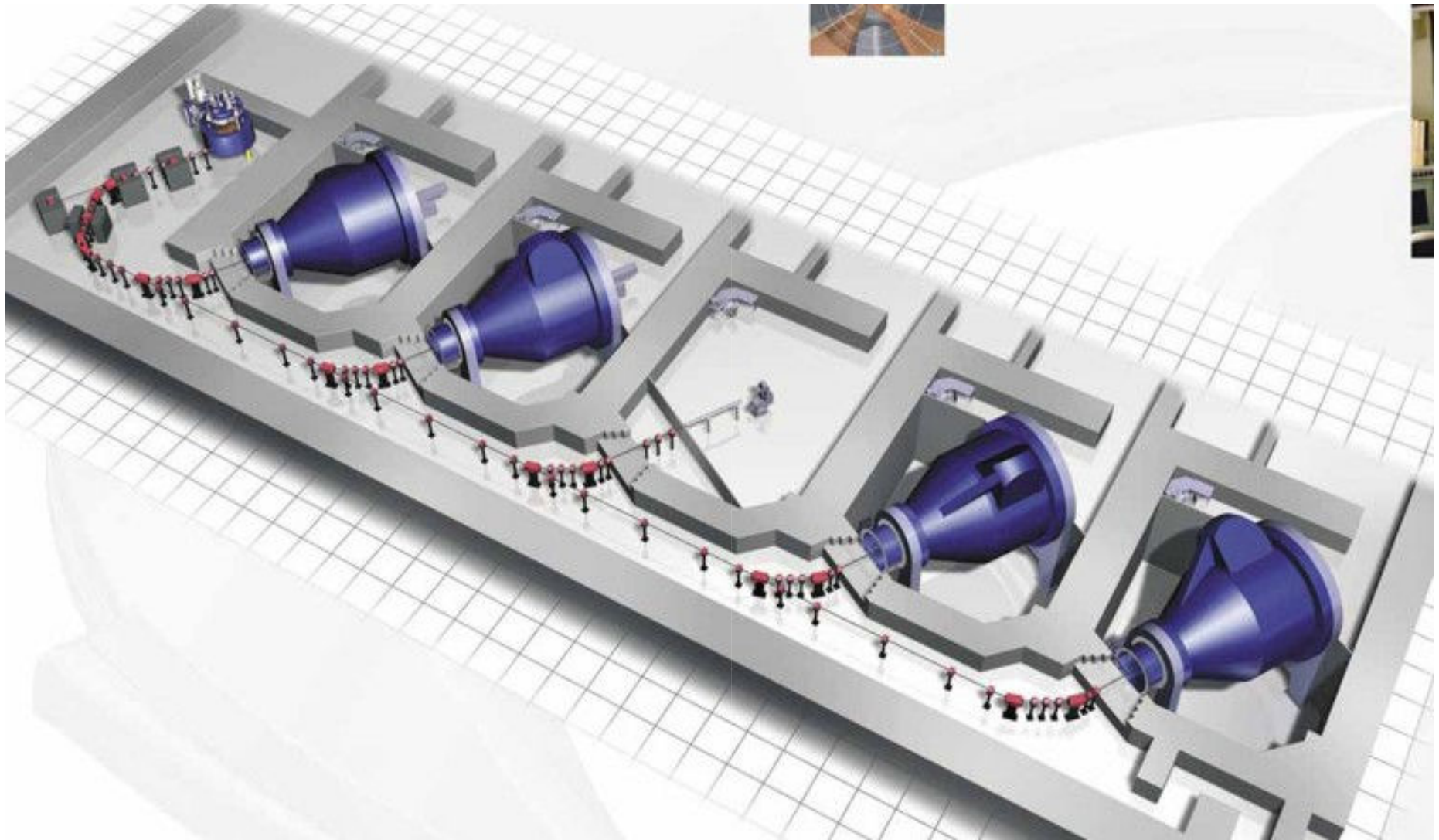
- im Aufbau: Bestrahlungszentrum basierend auf supraleitendem 250 MeV Zyklotron (Fa. ACCEL/Varian).





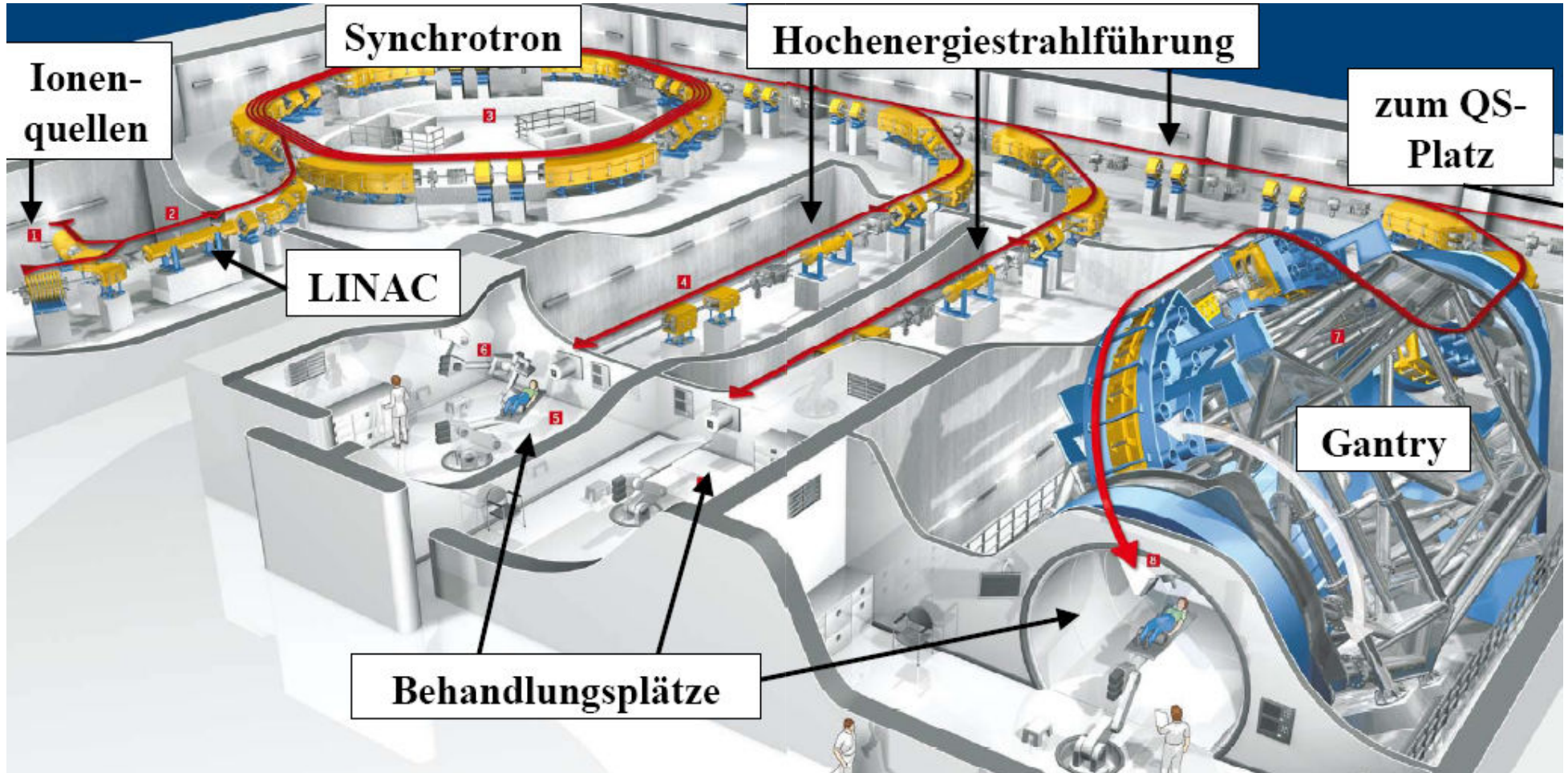
Strahlführung zu den Therapieplätzen

Rinecker Proton Therapie Zentrum, München



Protonen- und Ionenstrahltherapie

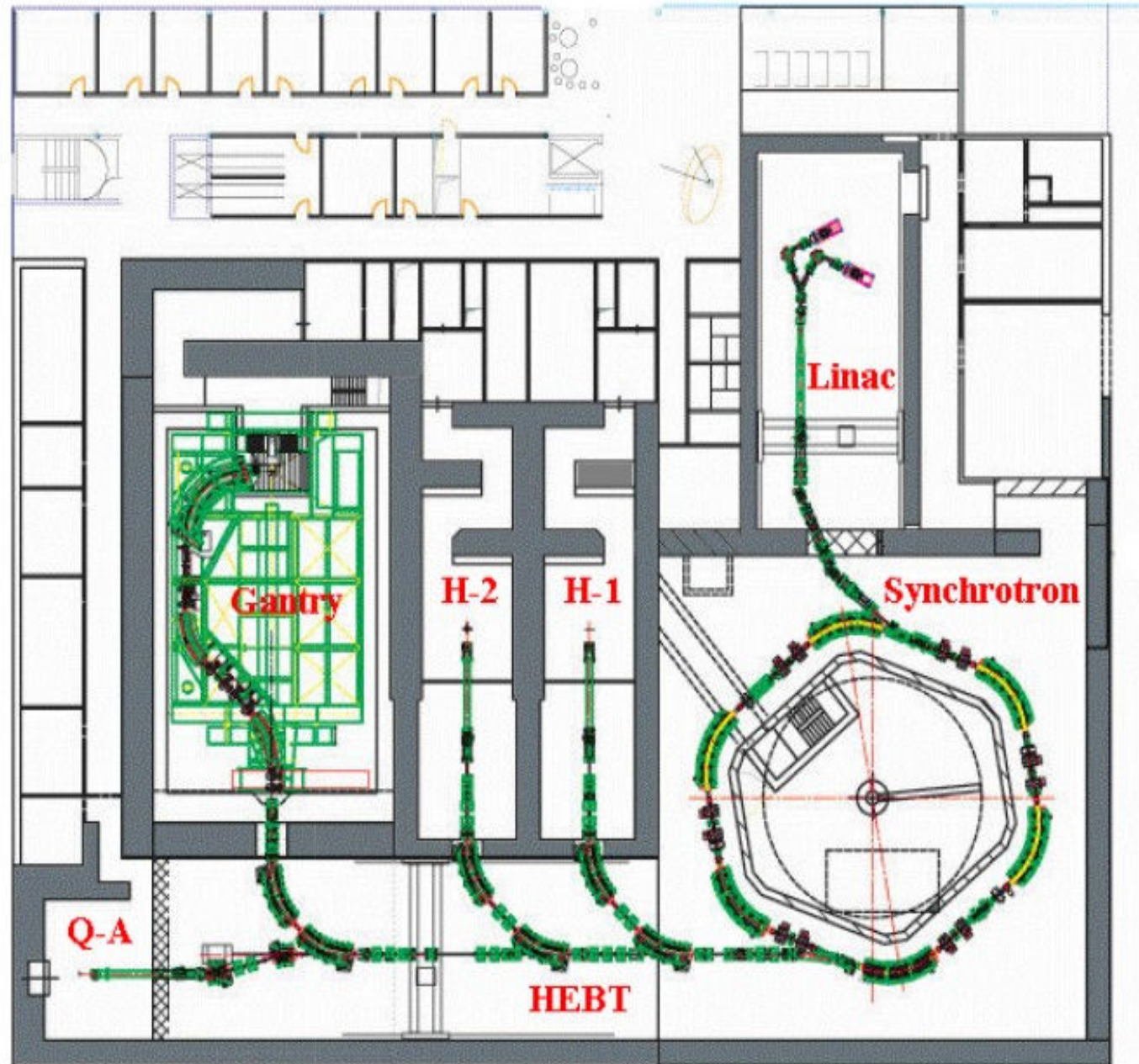
HIT - Heidelberger Ionenstrahltherapie

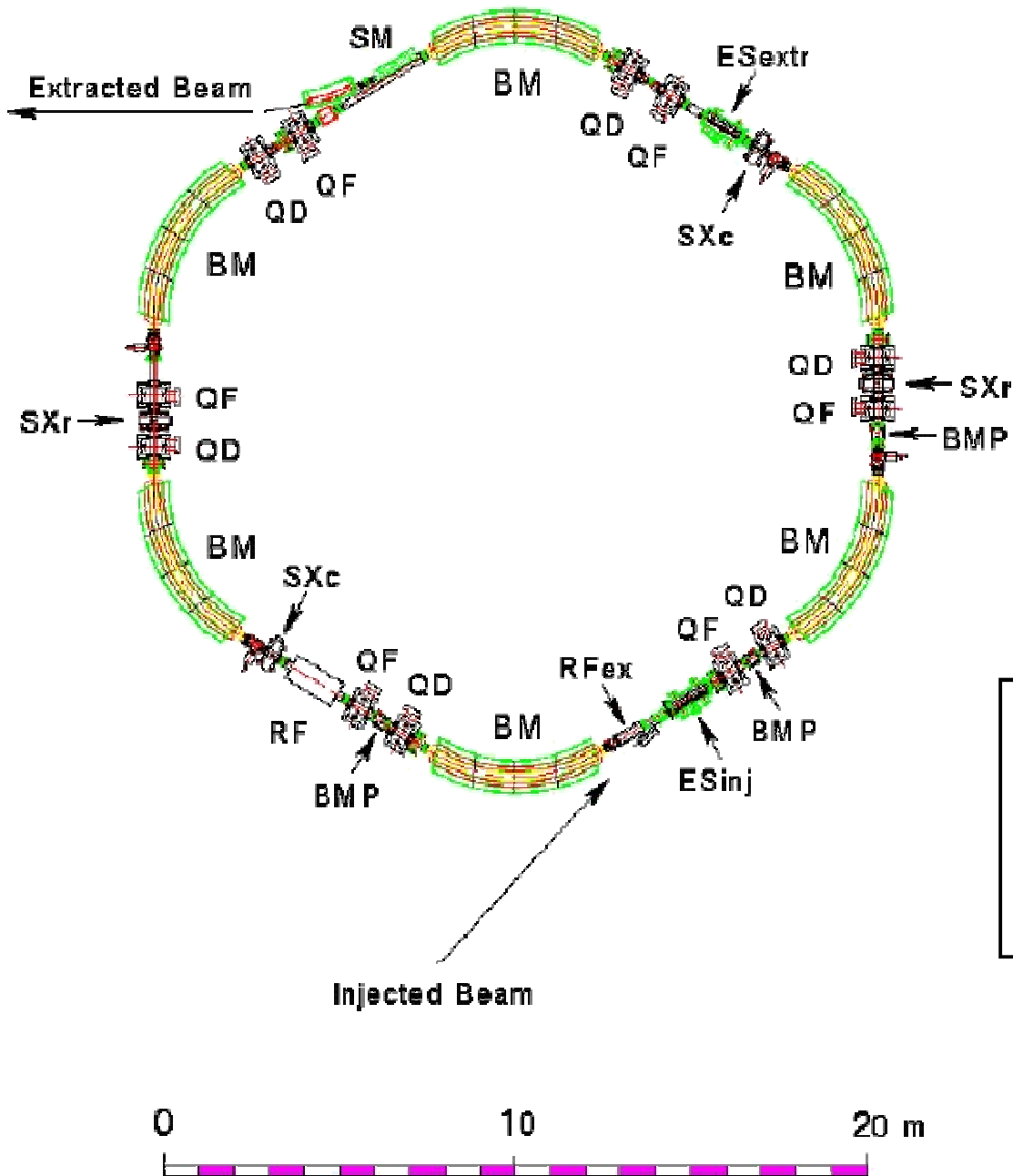


HIT-Zentrum Heidelberg

Heavy Ion Therapy

*Bestrahlung:
Protonen –
Kohlenstoff
E bis 430 MeV/amu
DKFZ und
Uniklinik/Heidelberg
GSI, Darmstadt*



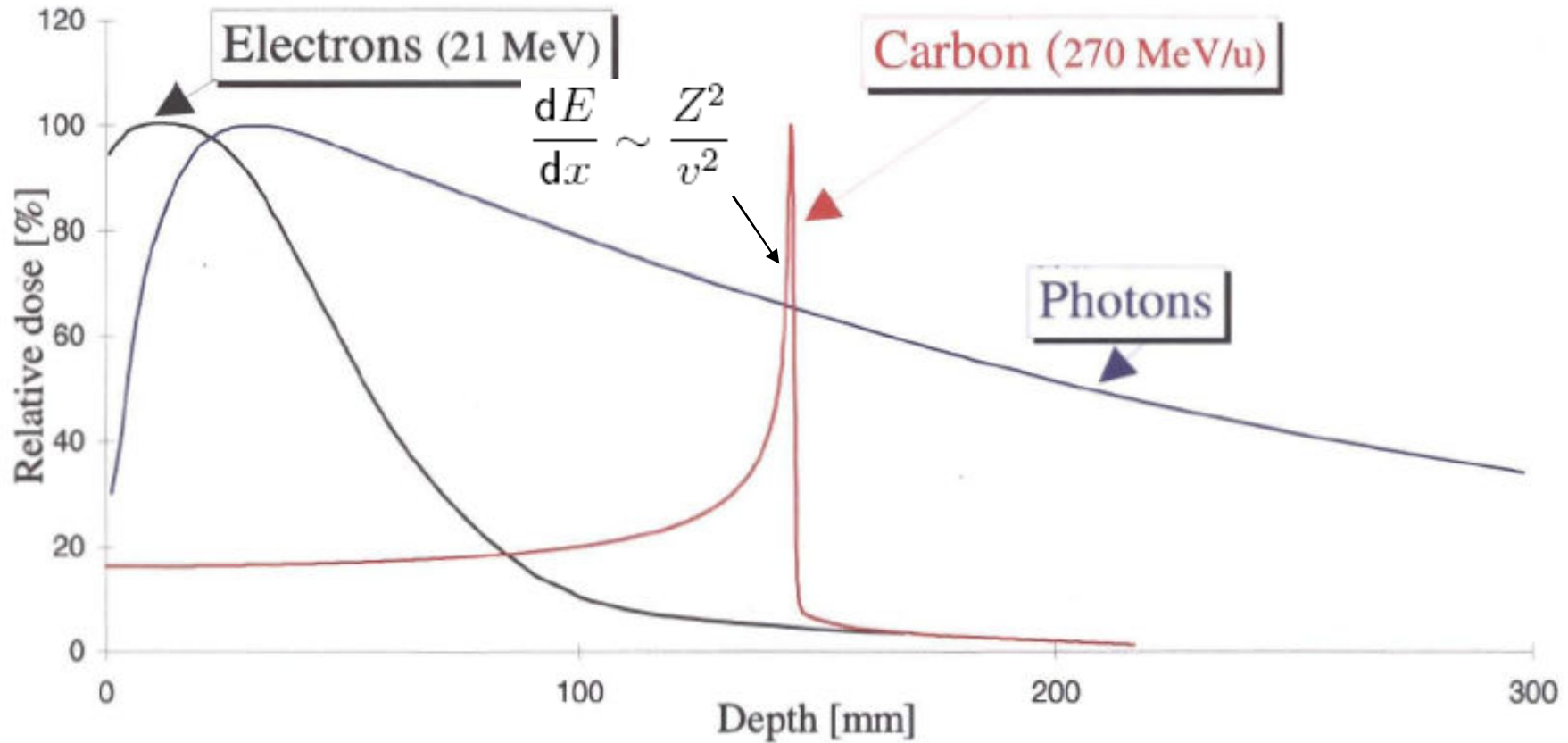


- kompaktes Synchrotron

Protonen: 48 – 221 MeV

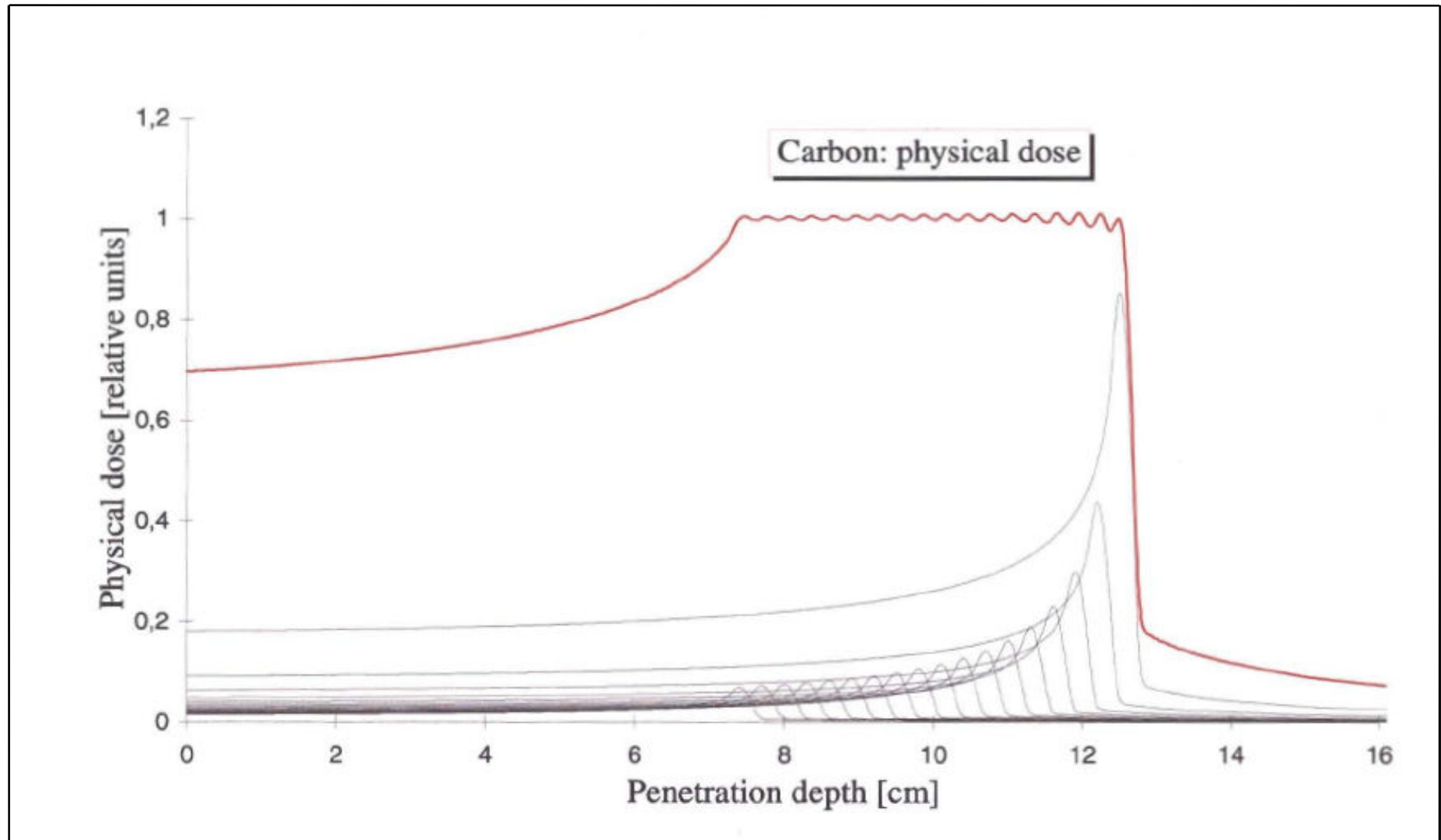
Kohlenstoff: 88 – 430 MeV/A

Dosisverteilung



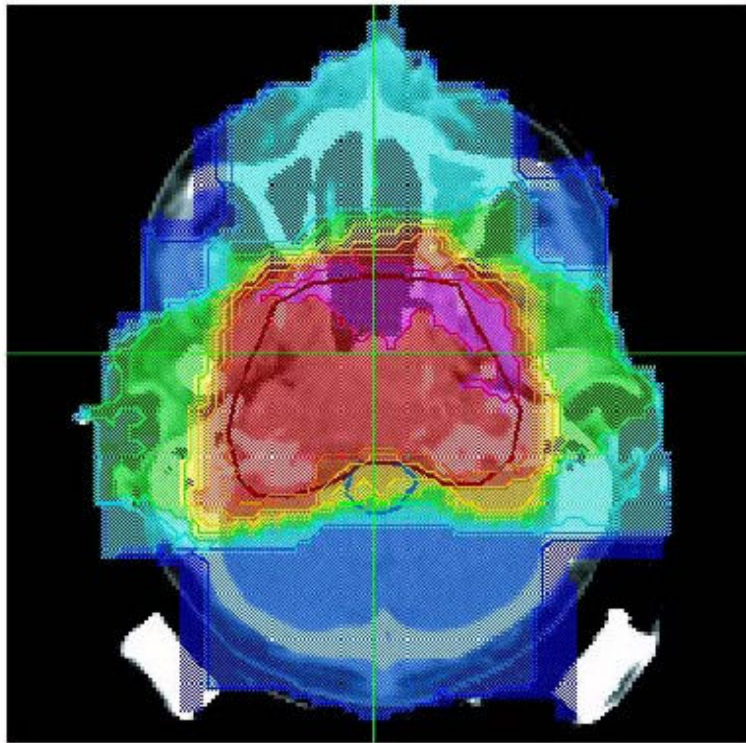
Quelle: J. Debus et al, „Proposal for a dedicated ion beam facility for cancer therapy“, 1998

Variation der Teilchenenergie zur Dosisoptimierung im Tumor

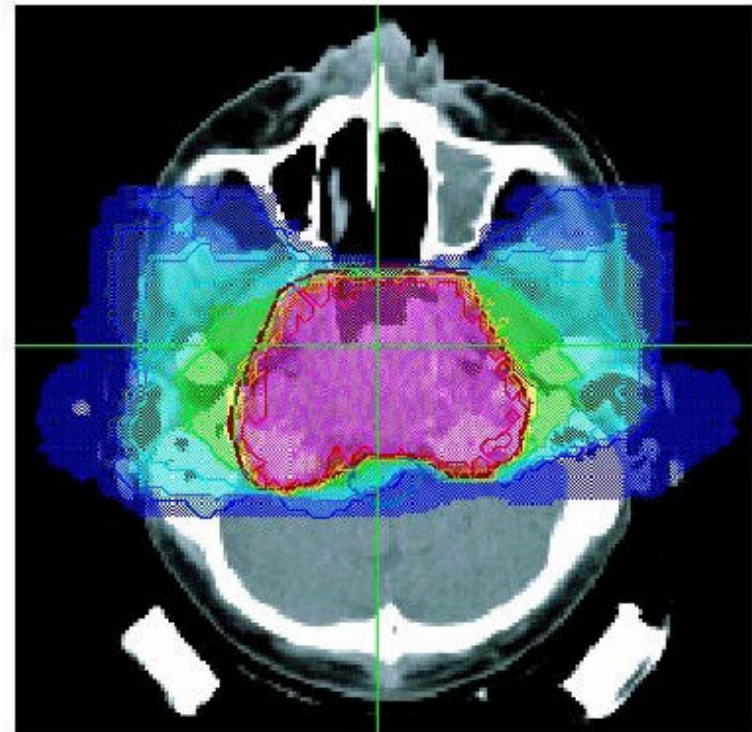


Quelle: J. Debus et al, „Proposal for a dedicated ion beam facility for cancer therapy“, 1998

Multifeldbestrahlung zur Dosisoptimierung:



4 Feld-Röntgenbestrahlung

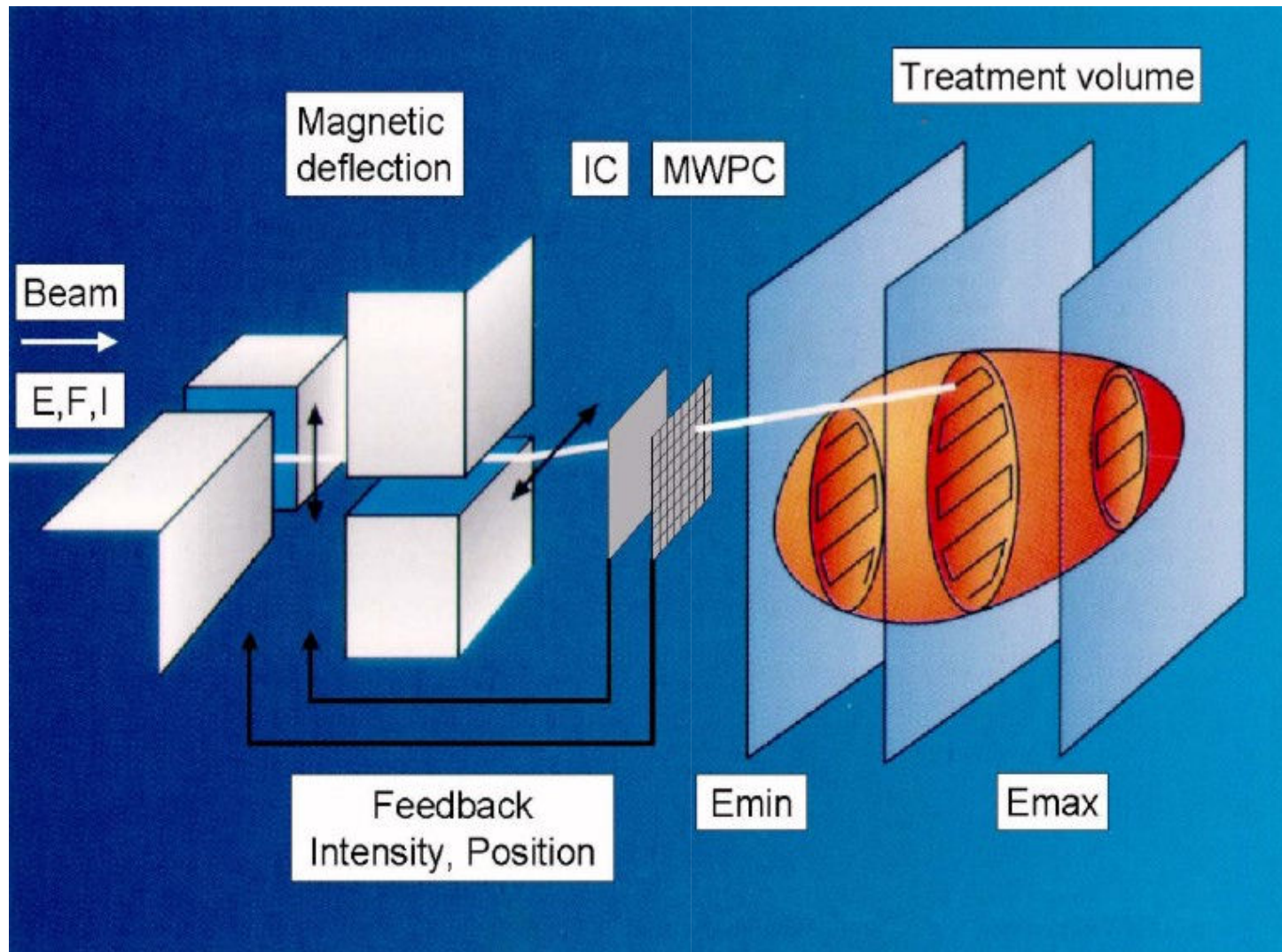


2 Feld-Kohlenstoff Bestrahlung

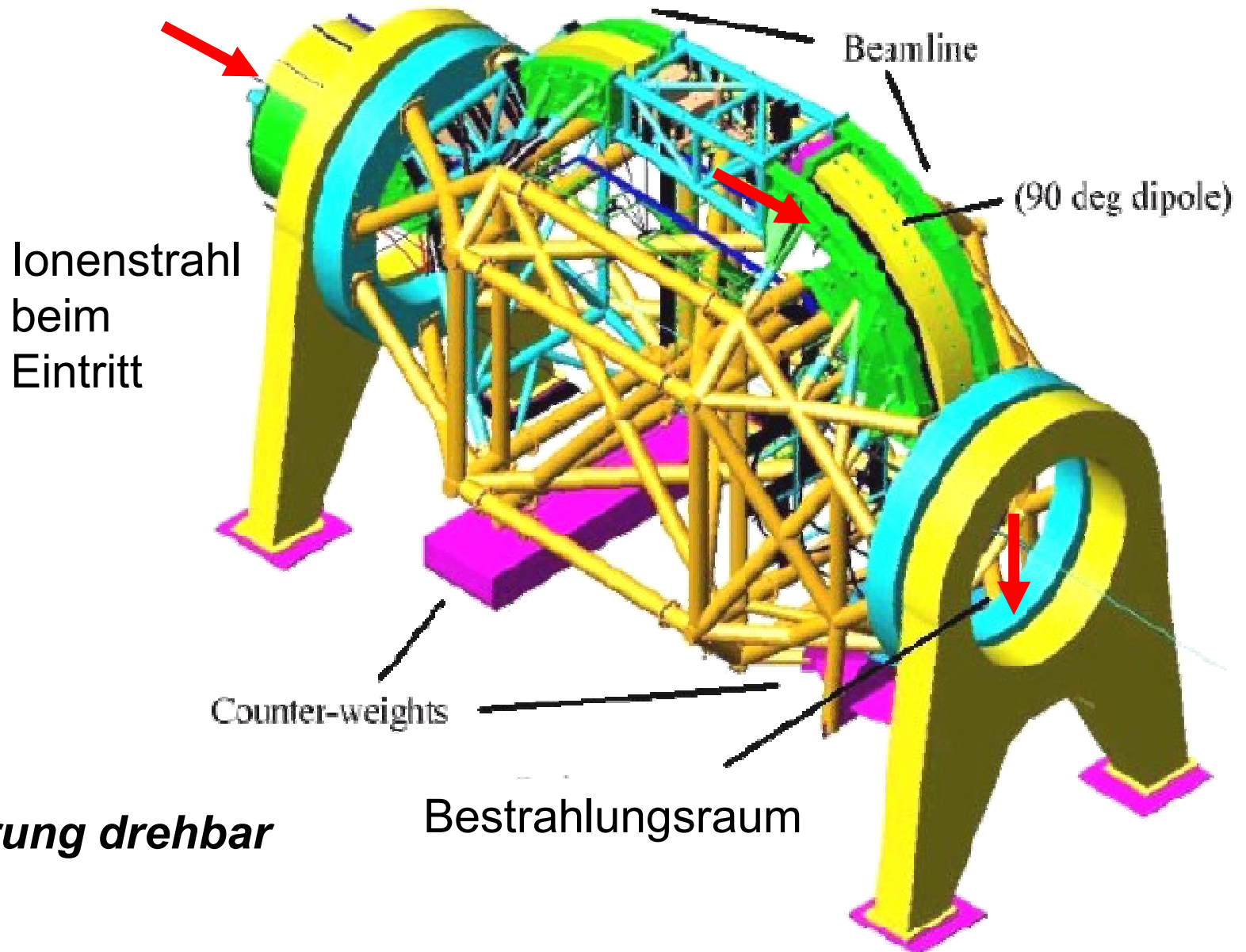
Quelle: J. Debus et al, „Proposal for a dedicated ion beam facility for cancer therapy“, 1998

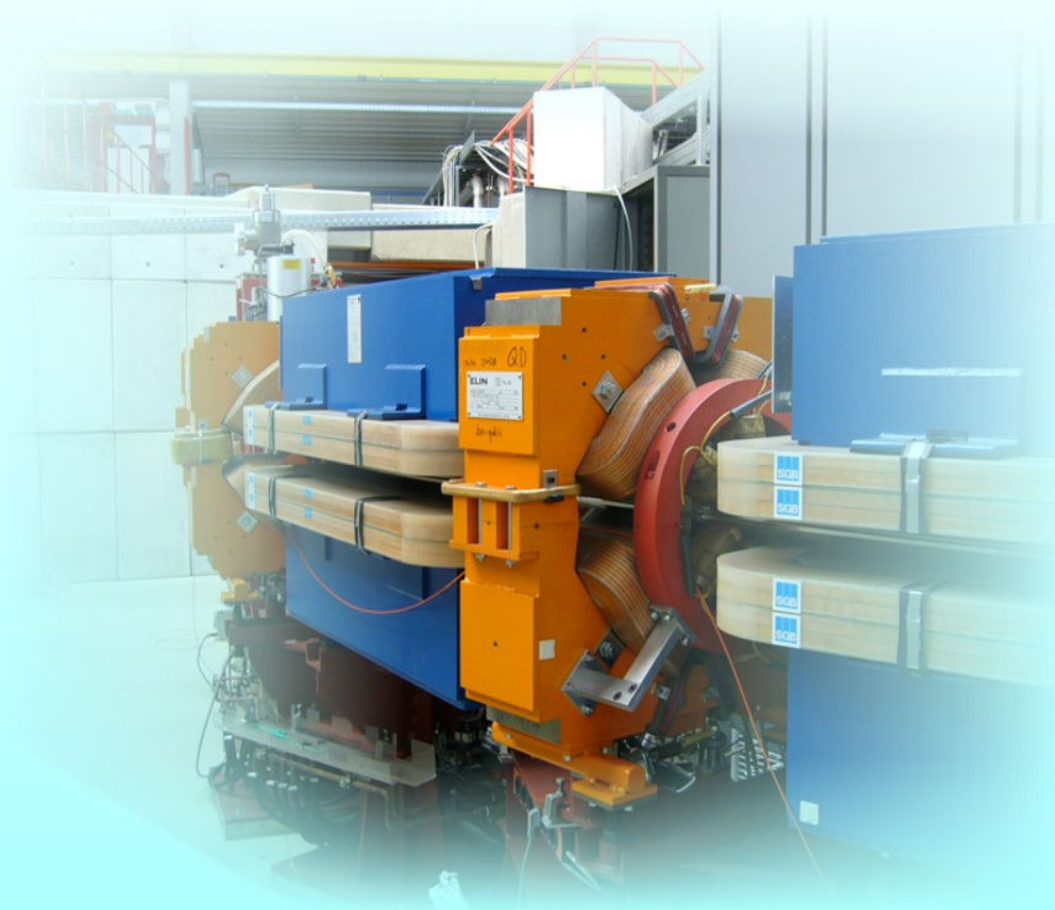
Iontherapie / Raster-Scan-Verfahren

3D-Dosisverteilung wird erreicht durch volle Kontrolle des Strahls in Energie, Ort und Winkel



weltweit erste Ionen-Gantry





Vielen Dank für Ihre Aufmerksamkeit