

- 5. 1. 65

DEUTSCHES ELEKTRONEN-SYNCHROTRON

DESY

DESY 64/13

Dezember 1964
Beschleuniger

EIN PHASENRÜCKKOPPLUNGSSYSTEM ZUR DÄMPFUNG UND STABILISIERUNG
VON PHASENSCHWINGUNGEN IN EINEM ELEKTRONEN-SYNCHROTRON

von

C. Passow

Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY

Ein Phasenrückkopplungssystem
zur Dämpfung und Stabilisierung
von Phasenschwingungen in einem
Elektronen-Synchrotron

von

C. Passow

DESY

Eine Methode zur Stabilisierung und Dämpfung von Phasenschwingungen in einem Elektronensynchrotron durch eine
Regelvorrichtung
(Das Phasenrückkopplungs-System)

| | |
|--|----|
| 1. Einführung | 1 |
| 2. Die Ansatzpunkte für eine Regelung der Teilchenschwingungen | 6 |
| 3. Diskussion der verschiedenen Möglichkeiten einer Regelung | 9 |
| 4. Das Phasenrückkopplungs-System Beschreibung und Aufbau | 11 |
| 5. Das dynamische Verhalten des Phasenrückkopplungssystems | 18 |
| 6. Literaturverzeichnis | 32 |
| 7. Danksagung | 33 |

Zusammenfassung

Es wird ein Regelsystem (Phasenrückkopplungssystem) beschrieben, das der Stabilisierung der Hochfrequenzbeschleunigungsspannung in einem Elektronen-Synchrotron dient. Zusätzlich sollen die Synchrotronschwingungen der beschleunigten Teilchen gedämpft werden. Das Regelsystem ist hauptsächlich zur Verwendung in Maschinen für eine hohe Stromintensität und hohe Energie gedacht. Es werden die Bedingungen untersucht, unter denen das System stabil ist. Mit Hilfe eines Digitalrechners werden günstige Parameter ermittelt und mit einem Analogrechner wird das nichtlineare Verhalten des Systems untersucht.

Summary

A control system (phase feedback system) for stabilizing the R.F. acceleration in an electron synchrotron is described. The system will also reduce the synchrotron oscillations of the accelerated particles. The control system is mainly designed for high energy and high current accelerators.

Conditions for system stability are investigated. Usable parameters are obtained by digital computation. The nonlinear behavior of the system is measured with an analog computer.

1. Einführung

Die in einem Synchrotron beschleunigten Teilchen führen Phasenschwingungen (Synchrotronschwingungen) um die Sollphase aus (Lit. 1,2,3). Diese Synchrotronschwingungen werden durch eine nichtlineare Schwingungsgleichung beschrieben. Es sind bei fester Spannung für kleine Amplituden näherungsweise harmonische Bewegungen; das bedeutet, daß die Teilchen sich im Phasenraum der Synchrotronschwingungen, der durch den Ort ϕ_T und die Impulskomponente $\frac{d\phi_T}{dt}$ aufgespannt wird, auf Ellipsen bewegen. Für größere Amplituden werden diese Ellipsen verzerrt. Überschreitet die Amplitude einen bestimmten Wert, der von zahlreichen Parametern abhängt, im wesentlichen aber für eine Maschine von dem Verhältnis der in den Beschleunigungsstrecken induzierten Spannung zur aufzubringenden Beschleunigungsleistung abhängt, so ist die Bewegung instabil. Bild 1 gibt den Phasenraum für eine derartige Synchrotronschwingung schematisch wieder. Innerhalb des gestrichelten Gebietes ist die Bewegung stabil. Außerhalb des Gebietes entfernen sich die Bahnen der Teilchen im Phasenraum kontinuierlich vom Zentrum, d.h. die Teilchen gehen verloren.

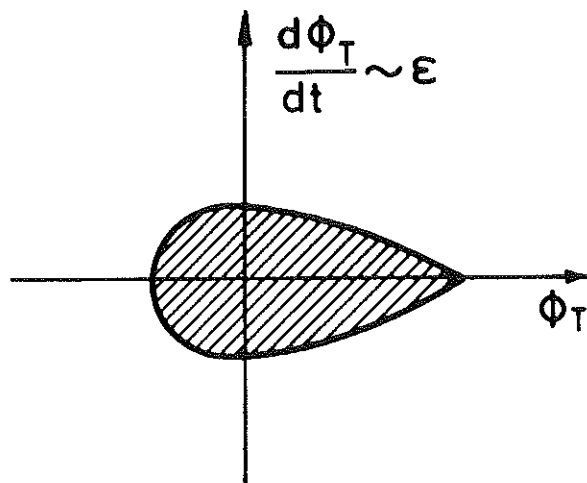


Bild 1

Wie schon gesagt, hängt die Größe des stabilen Gebietes von der in den Beschleunigungsstrecken anliegenden Spannung ab, die zu der für die Beschleunigung notwendigen Leistung in Bezug gesetzt werden muß. Diese Beschleunigungsleistung wird durch das Ansteigen des Magnetfeldes und durch Energieverluste, die von der Abstrahlung von Leistung über die Synchrotronstrahlung herrühren, vorgegeben. Ist die anliegende Spannung zu klein, so wird das stabile Gebiet für die Phasenschwingung gleich Null. Die Größe der anliegenden Spannung bestimmt weiter die Lage der Sollphase $\hat{\phi}_{Ts}$ für die Teilchen, das ist die Phasenlage, bei der die Teilchen keine Schwingungen ausführen. Die Größe der Amplitude der Teilchenbewegungen hängt von der Differenz zwischen der Teilchenphase ϕ_T und der Phase der Spannung in den Beschleunigungsstrecken ϕ_B ab. Die Amplitude wird so im wesentlichen durch die Einschubphase der Teilchen und durch Energieabweichung der Teilchen von der Sollenergie gegeben. Denn der Impuls der Schwingung im Phasenraum der Synchrotron-schwingung ist proportional der Energieabweichung der Teilchen von der Sollenergie und damit proportional einer radialen Abweichung der Teilchen von der Sollbahn im Synchrotron. Aus diesem Grunde soll die Schwingungsamplitude der Synchrotron-schwingung klein gehalten werden. Die natürliche Dämpfung, die von dem Energiezuwachs der Teilchen herrührt, ist sehr klein.

Mit Stabilisierung sollen im folgenden Verfahren bezeichnet werden, mit deren Hilfe die Spannung so geregelt werden kann, daß für alle Fälle ein genügend großes stabiles Gebiet im Phasenraum für die Teilchenbewegungen existiert. Mit Dämpfung sollen Verfahren bezeichnet werden, mit deren Hilfe man die Teilchenbewegung im Phasenraum der Synchrotron-schwingungen verkleinern, das heißt über die natürliche Dämpfung hinaus dämpfen kann.

Das System, das die Beschleunigungsstrecken und die Teilchenbewegungen beschreibt, ist aus zwei ähnlichen Differentialgleichungspaaren aufgebaut; jedes dieser Paare kann entsprechend der Zahl der Kavitäten bzw. der Teilchen sehr oft vorkommen. Die Paare lauten: (Lit. 4)

$$\frac{1}{\alpha_e} \frac{dV_{Be}}{dt} = R_e J_{ke} \cos(\phi_{ke} - \phi_{Be}) - \gamma(t - t_{in}) R_e \sum_i J_{Ti} \sin(\phi_{Ti} - \phi_{Be}) - V_{Be} \quad (1,1)$$

$$\frac{1}{\alpha_e} \frac{d\phi_{Be}}{dt} = R_e \frac{J_{ke}}{V_{Be}} \sin(\phi_{ke} - \phi_{Be}) + \gamma(t - t_{in}) \frac{R_e}{V_{Be}} \sum_i J_{Ti} \cos(\phi_{Ti} - \phi_{Be}) - \lg \phi_{\gamma} \quad (1,2)$$

$$\frac{d\phi_{Ti}}{dt} = - \frac{B}{E} \epsilon_i \quad (1,3)$$

$$\frac{d\epsilon_i}{dt} = e f \sum_l V_{Be} \sin(\phi_{Ti} - \phi_{Be}) - \dot{E} \quad (1,4)$$

Die oberen beiden Differentialgleichungen gelten für die Beschleunigungsstrecken, die man sich von 1 bis l durchnumeriert vorstellen kann. Auch ein Meßresonator wird durch ein derartiges Gleichungssystem beschrieben; in diesem Falle ist J_{ke} gleich Null zu setzen. Im allgemeinen Fall kann man die Beschleunigungsstrecken durch ein einziges Differentialgleichungspaar beschreiben, da man sowohl die α_e und die R_e gleichsetzen kann als auch die ϕ_{ke} so wählen darf, daß die Wegunterschiede kompensiert werden (Lit.3). Unter (Lit. 4) konnte gezeigt werden, daß man anstelle der n -Differentialgleichungspaare für die mit i durchnumerierten Teilchen (ca. 10^{13} Teilchen) mit einem Differentialgleichungspaar auskommt. Dieses Differentialgleichungspaar beschreibt die Bewegung des Schwerpunktes aller Teilchen. Diese Bewegung soll kohärente Synchrotronschwingung

genannt werden. Die Beschleunigungsstrecken wirken wie Filter und sieben nur die erste Harmonische, das heißt die kohärenten Synchrotronschwingungen heraus.

Die Differentialgleichungssysteme enthalten die Größen:

1. $\phi_T(t)$ Phase und Energieabweichungen der Teilchen:
 $\epsilon(t)$ Ihr zeitlicher Verlauf wird im wesentlichen durch die Maschinenparameter und die Einschubbedingungen gegeben.
2. $J_T(t)$ Betrag des Teilchenstroms:
Eine Größe, die von der Leistung des LINACS abhängt und sich infolge von Teilchenverlusten beim Einschub zeitlich verändert. Von Beschleunigungszyklus zu Beschleunigungszyklus kann diese Größe schwanken.
3. $E(t)$ Die Energie der Teilchen, die Energiezunahme pro Sekunde, die Umlauffrequenz,
 $\dot{E}(t)$ die Abklingkonstante der Beschleunigungsstrecken und die Impedanzwiderstände
 f sind Größen, die das System wesentlich bestimmen und die durch die Maschinenparameter fest vorgegeben sind.
 α_L
 R_L
4. $J_{ke}(t)$ Betrag und Phase des Stromes des Sendegenerators und die Verstimmung des Sendegenerators gegenüber den Beschleunigungsstrecken: Sie können prinzipiell für eine Steuerung und Regelung verwendet werden. Die drei Größen müssen vor dem Einschubzeitpunkt definiert sein.
 $\phi_{ke}(t)$
 $\phi_{ye}(t)$

5. $V_{Be}(t)$
 $\phi_{Be}(t)$ Betrag und Phase der Spannung in den Beschleunigungsstrecken sind abhängige Größen, die sich als Lösungen des Differentialgleichungssystems ergeben.
6. $B = 2\pi\alpha_M M f$ Der Wert von B wird aus dem Umwegfaktor α_M (momentum compaction factor) und dem Verhältnis von Umlauffrequenz zur Beschleunigungsfrequenz M gegeben.
7. e ist die Elementarladung.

2. Die Ansatzpunkte für eine Regelung der Teilchenschwingungen

Als Führungsgröße für eine Regelung sollte die Sollphase der Teilchen $\hat{\phi}_{TS} = \phi_{TS} - \phi_{BS}$ (mit s werden die stationären Werte, das heißt die Werte für den eingeschwungenen Zustand indiziert) verwendet werden. $\hat{\phi}_{TS}$ ist die Phase zwischen dem Bewegungsschwerpunkt der Teilchen und der Phase der in der Beschleunigungsstrecke anliegenden Spannung. Durch diese Phase wird während des gesamten Beschleunigungsvorganges die Größe des stabilen Gebietes in der Phasenschwingung festgelegt. Beim Einschub wird durch ϕ_{TS} die Größe des Einfanggebietes bestimmt, und am Ende der Beschleunigungsstrecke die Größe der Teilchenverluste durch die quantenhafte Abstrahlung der Synchrotronstrahlung. Es ist:

$$(2.1) \quad \hat{\phi}_{TS} = \arcsin \frac{\eta}{V_{BS}} \quad \text{wobei} \quad \eta = \frac{\dot{E}}{ef}$$

von dem Ansteigen des magnetischen Feldes bestimmt wird. Gibt man also $\hat{\phi}_{TS}(t)$ während der Beschleunigungsperiode vor, so muß V_B jeweils entsprechend gewählt werden.

Selbstverständlich kann $V_B(t)$ numerisch a priori berechnet werden und dann als Führungsgröße verwendet werden. V_B ist dann jedoch eine viel kompliziertere Führungsgröße, die von Programm zu Programm, das heißt für jede Endenergie neu berechnet werden muß. $\hat{\phi}_{TS}$ kann dagegen durch eine Gerade der Form

$$(2.2) \quad \hat{\phi}_{TS} = a + bt$$

vorgegeben werden. Die beiden Konstanten brauchen nicht oder nur wenig als Funktion der Endenergie verändert zu werden.

Die Größen, die gesteuert werden können, sind, wie schon aufgeführt: \mathcal{J}_K , ϕ_K und ϕ_Y . Die notwendige Verstimmung ϕ_Y hängt stark von dem Verhältnis zwischen den pro Umlauf aufzubringenden Energien und dem Teilchenstrom ab; siehe (Lit.4). Der Bereich, in dem eine Verstimmung zu stabilen Teilchenbewegungen führt, wird durch die Sollphase gegeben. Um einen Regelbereich nach beiden Seiten zu erhalten, müßte man die Generatorspannung schon beim Einschub gegenüber den Beschleunigungsstrecken verstimmen. Aber auch dann ist der Regelbereich stark begrenzt. Aus diesem Grunde soll davon abgesehen werden, mit Hilfe der Verstimmung ein Regelsystem aufzubauen.

Die Größe ϕ_K legt den Nullpunkt der Rechnung fest. Die Teilchenbewegungen sind invariant gegen langsame Verschiebungen von ϕ_K . Mit langsamen Verschiebungen sind Bewegungen, die adiabatisch gegenüber der Synchrotronschwingung verlaufen, gemeint. Hiervon kann man sich leicht überzeugen, wenn man das Differentialgleichungssystem (1,1)-(1,4) betrachtet. Es hat also nur Sinn, ϕ_K schnell zu verändern. Wie sich zeigen wird, kann man mit Hilfe einer schnellen, an die Teilchenbewegung angebundener Änderung von ϕ_K eine Dämpfung der kohärenten Synchrotronschwingungen erreichen. Für eine Stabilisierung der Teilchenbewegung kann eine Steuerung der Phase des Generators nicht herangezogen werden, da dies nur in Form eines erhöhten Leistungsangebots geschehen kann.

Die Stabilisierung muß dementsprechend über \mathcal{J}_K geschehen. \mathcal{J}_K wird sinnvollerweise entsprechend der anliegenden Spannung V_B bzw. der anliegenden Sollphase $\hat{\phi}_{TS}$ nachgesteuert.

Die Regelabweichung kann aus Werten gebildet werden, die aus den Beschleunigungsstrecken oder aus einer Meßstrecke erhalten werden. Hierfür kommen die Größen ϕ_T , \mathcal{J}_T , ϕ_B und V_B in Frage, wobei die beiden ersten in einer

Meßstrecke mit sehr geringer Güte und damit kleiner Zeitkonstante ermittelt werden sollten. Die beiden letzten können den Beschleunigungsstrecken entnommen werden.

ϵ zur Bildung der Führungsgröße zu verwenden ist nicht sinnvoll, da die Sollage der Teilchenbahn von der Frequenz und den Fehlern des Magnetfeldes abhängt. Die Messung der Synchrotronschwingung aus der Ablage der Bunche von dieser Sollbahn ist schwieriger als die Messung der Phase.

Die anderen aufgeführten Größen sind Maschinenkonstanten, die zeitlich vorgegeben sind und die lediglich als Konstanten in die Regelgleichung eingehen. Aus ihrer zeitlichen Änderung ergibt sich eine Zeitkonstante, die die untere Grenze für alle Regelkonstanten bestimmt. Aus der Änderung der Sollphase ergibt sich z.B., die längste mögliche Zeitkonstante, die im Regelsystem auftreten darf.

3. Diskussion der verschiedenen Möglichkeiten einer Regelung

In einem Protonen-Synchrotron verwendet man seit langem Regelsysteme. Der erste Vorschlag, der in einem Protonen-Synchrotron in CERN verwirklicht wurde, stammt von Ch. Schmelzer (Lit.5). In diesem System, das phase lock system genannt wird, wird die Frequenz des Generators aus den Phasenabweichungen der Teilchen bestimmt. Weiterhin wird die Phase des Sendergenerators aus den radialen Abweichungen der Teilchen nachgeregelt. Wegen der beim Elektronen-Synchrotron verwendeten Beschleunigungsstrecken mit hoher Güte und der Tatsache, daß die Teilchen schon beim Einschub extrem relativistisch sind, kann ein derartiges System in einem Elektronen-Synchrotron nicht verwendet werden.

Der Verfasser erinnert sich an einen Vorschlag von Kenneth Robinson (Lit.6), in dem dem Gleichungssystem mit Strahlrückwirkung eine Gleichung für die Regelung der Phasenschwingungen in einem Elektronen-Synchrotron beigefügt war. Diese Gleichung hatte die Form:

$$(3.1) \quad \frac{dJ_k}{dt} = a (V_{BSO} - V_B) - \mu J_k$$

Es handelt sich also um eine Regelung des Generatorstromes. Als Führungsgröße wurde V_{BS} verwendet, und die Regelabweichung wurde aus der Differenz von $V_{BSO} - V_B$ gebildet. Mit Hilfe dieser Gleichung soll eine Stabilisierung der Teilchen im Phasenraum der Synchrotronschwingung erreicht werden. Anstelle dieser von Robinson vorgeschlagenen Regelabweichung könnte man auch die Größe

$$(3.2) \quad \frac{dJ_k}{dt} = \bar{a} (\hat{\phi}_{TS} - \hat{\phi}_{TSO}) - \mu J_k$$

verwenden. Es zeigt sich jedoch, daß bei großen Anfangsabweichungen der Teilchenphasen zu hohe Regelausschläge auftreten, die zur Instabilität der Teilchen führen.

G. Schaffer schlägt unter dem Namen Beam Wave Feedback (Lit.7) eine Kompensationsmethode vor, bei der der gegeninduzierte Strom laufend kompensiert wird. Hier soll in einem Meß-Cavity Phase und Spannung des Teilchenstromes gemessen und ein entsprechender Gegenstrom im Klystron eingestellt werden.

Unter dem Namen Anti-Beam-Wave System wird eine andere Methode vorgeschlagen (Lit.7). Hier wird der Strom im LINAC bereits gemessen und aufgrund dieser Messung der Strom, den der Generator liefert, eingestellt. Ob die letzte Methode einwandfrei arbeitet, ist sehr anzuzweifeln, da der Strom im LINAC für den endgültigen eingefangenen Teilchenstrom nicht repräsentativ ist. Die Verluste, die beim Eintreten durch falschen Winkel, falsche Energie und falsche Einschubbahn sowie durch Gasstreuung und andere ähnliche Effekte entstehen, müßten vorher abgeschätzt werden. Da sie sich im Laufe der Zeit ändern können, dürfte eine derartige Abschätzung schwierig sein.

Von allen drei Methoden liegen keine detaillierten Untersuchungen über die Stabilität der einzelnen Komponenten des Regelsystems vor. Aus eigenen Untersuchungen kann jedoch gesagt werden, daß keine der drei Methoden allein geeignet ist, die kohärenten Synchrotronschwingungen stärker, als der Energiezuwachs es vermag, zu dämpfen. Es handelt sich also in allen Fällen lediglich um eine Stabilisierung.

Die von Robinson vorgeschlagene Methode soll im folgenden weiter ausgebaut werden, um die Spannung über die Sollphase der Teilchen regeln zu können. Auf diese Weise soll die Stabilität des Systems sichergestellt werden. In dem ersten Vorschlag von G. Schaffer wird über die Kompensierung der anliegenden Spannung auch die Phase verdreht. Da die Gleichungen - wie schon bemerkt - invariant gegen langsame Phasenverschiebungen sind (langsam gegenüber der Synchrotronschwingung), erscheint dies unnötig. Aus diesem Grunde soll der einfachere Ansatz verwendet werden.

4. Das Phasenrückkopplungssystem

Beschreibung und Aufbau

Um die Regelabweichungen, die benötigt werden, bilden zu können, ist die an den Beschleunigungsstrecken anliegende Spannung in Betrag und Phase zu messen. Dies kann einmal an allen Beschleunigungsstrecken geschehen. Die einzelnen Spannungen werden dann vektoriell addiert und die Phase ϕ_B und die Spannung V_B abgegriffen. Sollte der hierbei entstehende Fehler jedoch größer sein als die individuellen Abweichungen der einzelnen Beschleunigungsstrecken voneinander, so genügt es, die Spannung an einer Strecke zu messen.

Darüber hinaus muß die Phase des Teilchenstromes ϕ_T gemessen werden. Dies kann am besten in einer Meßstrecke mit geringer Güte geschehen. Je kürzer die Zeitkonstante dieser Meßstrecke ist, umso genauer läßt sich die Phase der Teilchenbündel bestimmen. Die Meßkavität wird durch die Gleichungen (4,3) und (4,4) beschrieben.

Das Phasenrückkopplungssystem besteht aus zwei Teilen; der eine Teil dient zur Dämpfung der kohärenten Synchrotronschwingung; dieser Regelkreis soll als erster beschrieben werden. Der zweite Teil dient zur Stabilisierung der Spannung in den Beschleunigungsstrecken. Die Stabilisierung ist notwendig, um den induzierten Gegenstrom zu kompensieren, und zum anderen, um die Spannung dem ständig steigenden Energiezuwachs pro Umlauf anzupassen.

Um eine Dämpfung der kohärenten Synchrotronschwingung zu erreichen, wird aus der Differenz zwischen der Phasenlage der Teilchen ϕ_T und der Phase der Spannung in den Beschleunigungsstrecken ϕ_B eine Regelgröße gebildet. Diese Regelgröße ist also gleich der Phasenlage der Teilchen zu den Beschleunigungsstrecken. Die Phase des Generatorstromes wird nun entsprechend nachgeführt. Die Geschwindigkeit, mit der dies geschehen kann, hängt von der Bandbreite des Senders ab. Sie bestimmt die Größe von μ in der

Regelgleichung (4,7) .

Der Verstärkungsfaktor B/μ muß aus dem Verhalten des Systems ermittelt werden, um eine Instabilität des Regelkreises zu verhindern.

Der Regelkreis zur Stabilisierung der Spannung besteht aus zwei Teilen: In dem ersten Teil wird in einem langsam arbeitenden Regelkreis aus der Phase zwischen dem Teilchenstrom ϕ_r und dem Generator ϕ_B , die mit der Sollphase $\hat{\phi}_{rso}$ verglichen wird, eine Hilfsspannung V_0 gebildet. Die Zeitkonstante dieses Kreises muß groß sein, um die Hilfsspannung ausreichend glatt zu erhalten. Ihre obere Grenze wird durch die maximale Geschwindigkeit gegeben, mit der der Energiezuwachs pro Umlauf zunimmt. Die Differentialgleichung, durch die die Hilfsgröße V_R gegeben wird, ist mit der Formelnummer (4,9) bezeichnet. In der Hauptregelgleichung zur Stabilisierung des Teilchenstroms wird nun die anliegende Spannung in den Beschleunigungsstrecken V_B mit der Hilfsspannung verglichen und diese und der Klystronstrom entsprechend nachgeregelt. (Gleichung (4,8)). Das ganze System ist in Bild 2 abgebildet. Die Gleichungen, die zusammen mit den Gleichungen für die Beschleunigungsstrecke, den Gleichungen für die Meßkavität und den Gleichungen für die Teilchenbewegungen ein System von 9 gekoppelten nichtlinearen Differentialgleichungen ergeben, sind auf Seite 14 zusammengestellt.

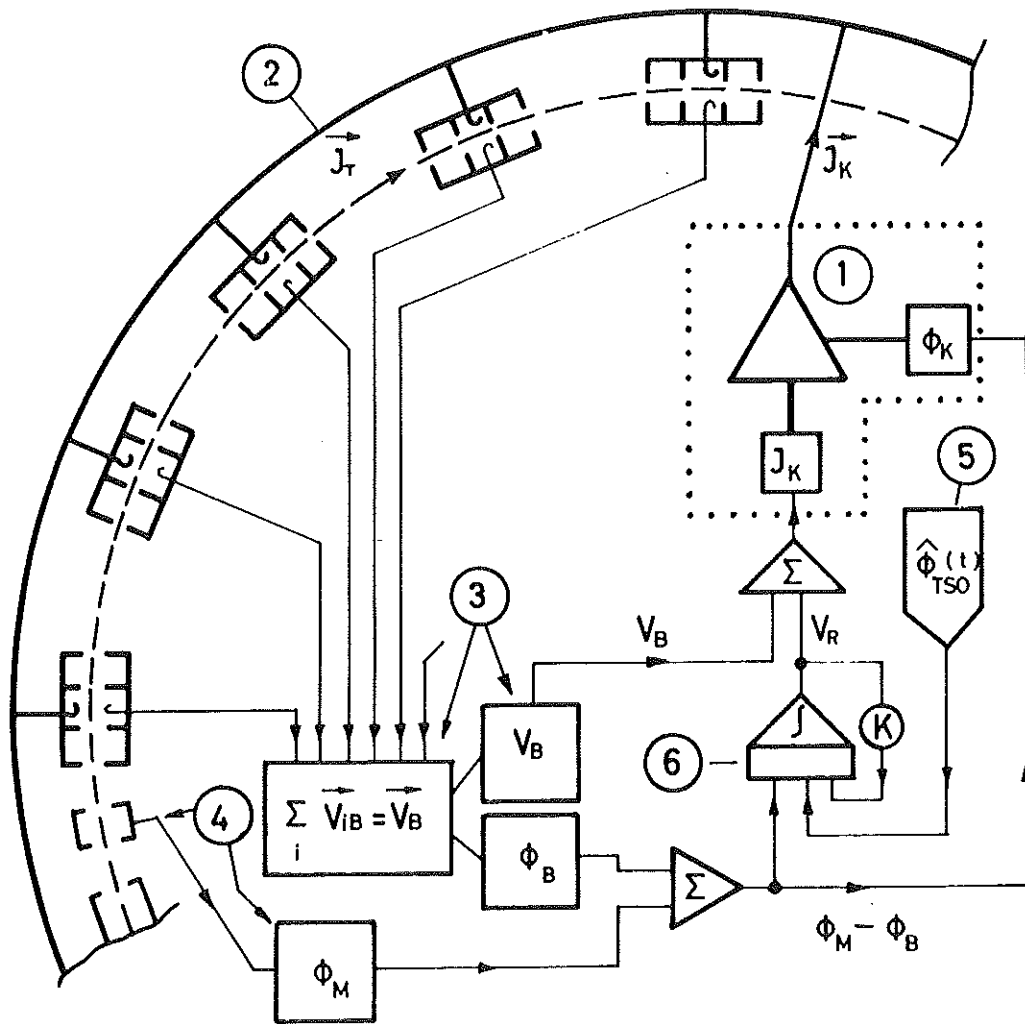


Bild 2 zeigt eine schematische Darstellung des Phasenrückkopplungssystems. Der Sender ① speist einen Strom vom Betrag J_K und der Phase ϕ_K über die Ringleitung in die Beschleunigungsstrecken ② ein. Aus den Beschleunigungsstrecken werden die Spannungsvektoren V_B abgegriffen und in einem Summierer vektoriell addiert ③. Danach kann der Betrag der Spannung V_B und die Phase ϕ_B abgelesen werden. In einer Meßkavität ④ wird die Phase des Teilchenstroms ϕ_T gemessen. Der Meßwert ϕ_M soll sehr genau mit ϕ_T übereinstimmen. Daher sollte die verwendete Meßkavität eine möglichst kleine Güte besitzen. Im Funktionsgeber ⑤ wird die Sollphase $\hat{\phi}_{TS}(t)$ als Funktion der Zeit für den vollen Beschleunigungszyklus gebildet. Die Phasendifferenz $\phi_M - \phi_B$, die der Teilchenphase $\hat{\phi}_T$ entspricht, wird nun in einem Integrator geglättet ⑥ und

mit der Sollphase verglichen. Dieser Wert entspricht einer Spannung V_R , die mit der Spannung V_B verglichen wird. Die Differenz wird als Regelabweichung für die Stabilisierung der Teilchenbewegung benutzt, indem man die Amplitude J_K des Generatorstroms nachregelt. Die Dämpfung der Teilchenbewegung wird durch die Steuerung der Phase des Generatorstroms ϕ_K mit Hilfe der Regelabweichung $\phi_H - \phi_B$ direkt erreicht.

$$\frac{dV_B}{dt} = \alpha R_B J_K \cos(\phi_K - \phi_B) - \alpha R_B J_T \sin(\phi_T - \phi_B) - \alpha V_B \quad (4,1)$$

$$\frac{d\phi_B}{dt} = \alpha \frac{R_B J_K}{V_B} \sin(\phi_K - \phi_B) + \alpha \frac{R_B J_T}{V_B} \cos(\phi_T - \phi_B) \quad (4,2)$$

$$\frac{dV_H}{dt} = \beta R_H J_T \cos(\phi_T - \phi_H) - \beta V_H \quad (4,3)$$

$$\frac{d\phi_H}{dt} = \beta \frac{R_H J_T}{V_H} \sin(\phi_T - \phi_H) \quad (4,4)$$

$$\frac{d\phi_T}{dt} = -\frac{B}{E} \dot{E} \quad (4,5)$$

$$\frac{dE}{dt} = ef V_B \sin(\phi_T - \phi_B) - ef V_H \cos(\phi_T - \phi_H) - \dot{E} \quad (4,6)$$

$$\frac{d\phi_K}{dt} = b(\phi_H - \phi_B) - \nu \phi_K \quad (4,7)$$

$$\frac{dJ_K}{dt} = -\alpha(V_B - V_R) - \mu J_K \quad (4,8)$$

$$\frac{dV_R}{dt} = c(\phi_H - \phi_B - \hat{\phi}_{T50}) - \mathcal{K} V_R \quad (4,9)$$

Das Differentialgleichungssystem kann einmal mit einem Analogrechner untersucht werden. Mit diesem Gerät können die Spannungen und Teilchenbahnen als Funktion der Zeit geschrieben werden. Dies wurde für verschiedene Parameter getan. Die Ergebnisse werden im nächsten Abschnitt referiert. Zum anderen läßt sich das System linearisieren und dann die Stabilität durch die Untersuchung der charakteristischen Gleichung als Funktion der verschiedenen Parameter ermitteln. Dies wurde mit Hilfe eines Digitalprogramms zur Lösung der Eigenwerte einer Matrix getan. Die Entwicklung geschieht um die stationären Werte herum; das sind die Werte, die sich einstellen, wenn das System ausgeklungen ist, das heißt, wenn die Differentialquotienten auf der linken Seite gleich Null sind. Durch sukzessive Auswertung des sich so ergebenden Systems erhält man die stationären Größen. Im einzelnen folgt aus: (4.4) da

$$J_T \neq 0 : \quad \phi_{TS} = \phi_{MS} \quad (4.10)$$

Geht man damit in (4.3) ein, so folgt

$$V_{DS} = R_M J_T \quad (4.11)$$

(4.10) wird in (4.7) eingesetzt und es ergibt sich:

$$\phi_{KS} = \frac{L}{V} (\phi_{TS} - \phi_{BS}) = \frac{L}{V} \hat{\phi}_{TS} \quad (4.12)$$

Aus Gleichung (4.8) folgt weiter:

$$V_{KS} = \frac{\alpha}{\mu} (V_{BS} - V_0) \quad (4.13)$$

und mit (4.9) läßt sich V_0 bestimmen:

$$V_0 = \frac{C}{K} (\hat{\phi}_{TS} - \hat{\phi}_{TS0}) \quad (4.14)$$

Aus (4.6) folgt für $\dot{E}/ef + R_H J_T = \hat{\eta}$

$$\hat{\phi}_{TS} = \arcsin \hat{\eta}/V_{BS} \quad (4.15)$$

Trivial ist, daß nach (4.5) $E_S = 0$ ist.

Und schließlich ergibt sich nach (4.1) und (4.2) sowie (4.6)

$$V_{BS} = \sqrt{V_{KS}^2 - V_T^2 - 2V_T \hat{\eta}} \quad (4.16)$$

mit der Abkürzung: $V_{KS} = R_B J_{KS}$, $V_T = R_B J_T$

Zuerst ergibt sich nun $\hat{\phi}_{BS}$ aus (4.2) nach (4.15)

$$\hat{\phi}_{BS} = \arcsin \frac{J_T}{J_{KS}} \cos \hat{\phi}_{TS} + \frac{c}{v} \hat{\phi}_{TS} \quad (4.17)$$

Da wohl im allgemeinen $\hat{\phi}_{TS}$ vorgegeben ist, berechnet man am besten aus (4.15) V_{BS} , dann aus (4.13) und (4.14) V_{KS} . Die weiteren stationären Werte ergeben sich dann zwanglos aus den anderen Gleichungen. Man erhält so auch $\hat{\phi}_{TS0}$ d.h. die einzustellende Führungsgröße.

Die Energie E und \dot{E} sind Funktionen der Zeit; eine Entwicklung um ein festes E_1 mit \dot{E}_1 herum ergibt in den linearisierten Gleichungen eine Dämpfung die durch das Glied E_1/E^ϵ beschrieben wird. Diese vom Energiegewinn der Teilchen herrührende Dämpfung wird im linearisierten System vernachlässigt, da sie sehr klein ist. Das linearisierte System lautet dann:

$$\frac{dv_B}{dt} = -\alpha v_B - \alpha \frac{R_B J_T}{V_{BS}} \cos \hat{\phi}_{TS} \psi_T - \alpha \frac{R_B J_{KS}}{V_{BS}} \sin \hat{\phi}_{KS} \psi_K + \alpha \frac{R_B J_{KS}}{V_{BS}} \cos \hat{\phi}_{KS} v_K \quad (4,18)$$

$$\frac{d\psi_B}{dt} = -\alpha \psi_B - \alpha \frac{R_B J_T}{V_{BS}} \sin \hat{\phi}_{TS} \psi_T + \alpha \frac{R_B J_{KS}}{V_{BS}} \cos \hat{\phi}_{KS} \psi_K + \alpha \frac{R_B J_{KS}}{V_{BS}} \sin \hat{\phi}_{KS} v_K \quad (4,19)$$

$$\frac{dv_H}{dt} = -\beta v_H \quad (4,20)$$

$$\frac{d\psi_H}{dt} = -\beta \psi_H + \beta \psi_T \quad (4,21)$$

$$\frac{d\psi_T}{dt} = -\frac{B}{E_1} \epsilon \quad (4,22)$$

$$\frac{d\epsilon}{dt} = (E_1 + ef R_H J_T) v_B - ef V_{BS} \cos \hat{\phi}_{TS} \psi_B - ef R_H J_T v_K + ef V_{BS} \cos \hat{\phi}_{TS} \psi_T \quad (4,23)$$

$$\frac{d\psi_K}{dt} = -\nu \psi_K - b \psi_B + b \psi_H \quad (4,24)$$

$$\frac{dv_K}{dt} = -\mu v_K - a v_B + a v_R \quad (4,25)$$

$$\frac{dv_R}{dt} = -\chi v_R - c \psi_B + c \psi_H \quad (4,26)$$

5. Das dynamische Verhalten des Phasenrückkopplungssystems

Um das Verhalten des Phasenrückkopplungssystems diskutieren zu können, müssen zuerst einige Annahmen über die technischen Daten der einzelnen Elemente des Systems gemacht werden.

So wurde für die folgenden Rechnungen angenommen, daß der Sendegenerator eine Einschwingzeit von $\mu = 9 (\mu\text{sec})^{-1}$ besitzt. Das entspricht einer Bandbreite von:

$$\nu = \frac{\alpha}{\pi} = 2,8 \text{ MHz}$$

Die Zeitkonstante für die Beschleunigungsstrecken wurde mit $0,05 (\mu\text{sec})^{-1}$ eingesetzt, das entspricht einer Güte von $Q = 31\ 000$.

Die Zeitkonstante für den Integratorkreis zur Bildung der mittleren Phase $\bar{\phi}_{TS}$ ergibt sich aus der Änderung der Sollphase während der Beschleunigungsperiode; sie wurde mit $0,005 \frac{1}{\mu\text{sec}}$ angenommen. Das dürfte ausreichend sein, um den Spannungsverlauf während der gesamten Beschleunigungsperiode zu regeln.

Die Meßkavität wurde mit einer Einklingzeit $\beta = 50 \frac{1}{\mu\text{sec}}$ eingesetzt, was einer Güte von $Q = 31$ entspricht. Es muß hierzu bemerkt werden, daß die Meßstrecke nur die Phase des Stromes und keine Spannung bestimmen soll.

Der Widerstand R für die Beschleunigungsperiode wurde mit $160 \text{ M}\Omega$ angesetzt.

Einen Überblick über das Verhalten des Systems gewinnt man aus den Eigenwerten der Matrix des linearisierten Systems. Die allgemeine Lösung für die Komponenten des Systems $v_B, \varphi_B, v_M, \varphi_M, \varphi_T, \varepsilon, \phi_K, v_K, v_T$

die mit x_i bezeichnet werden, lautet:

$$x_i = \sum_{k=1}^g \alpha_{ik} e^{(\alpha_k + i\omega_k)t} = \sum_{k=1}^g \alpha_{ik} e^{\lambda_k t}$$

Die Größen bleiben also beschränkt, wenn alle $\alpha_k \leq 0$ sind.

Mit Hilfe einer Digitalmaschine konnten die neun Eigenwerte für die Dämpfungskonstanten als Funktion der Verstärkungsfaktoren a und b bestimmt werden. Vier der Größen, α_1 bis α_4 sind im interessanten Bereich von a und b fast unabhängig und werden im wesentlichen durch die Größen $-\beta$ und $-\mu$ gegeben. Diese Komponenten der Lösung sind also stark gedämpft und können aus der Diskussion herausgelassen werden.

Die anderen Eigenwerte sind nicht von vornherein negativ, so daß sich in der Ebene, die von den Parametern a und b aufgespannt wird, Gebiete ergeben, innerhalb deren die Lösungen instabil sind. Auch der absolute Wert der Dämpfung wird durch die Größen a und b wesentlich beeinflußt. Die Diskussion soll jedoch zusammen mit den Ergebnissen, die sich aus den Rechnungen mit dem Analogrechner bei der Lösung der nicht linearen Gleichungen ergeben haben, durchgeführt werden.

Mit Hilfe eines Analogrechners konnte die Stabilität des nichtlinearen Systems untersucht werden. Als Ausgangsbasis für die Diskussion könnten die Ergebnisse des Digitalrechners verwendet worden sein. In der Praxis war es jedoch so, daß die endgültige Form des vorgeschlagenen Regelsystems sich erst aus den Rechnungen mit dem Analogrechner ergeben hat. Die hier vorgelegte Fassung ergab sich teils aus der Untersuchung des Verhaltens der Synchronschwingungen bei einer Steuerung der Phase oder der Spannung. So konnte bei diesem Problem der Vorteil eines Analogrechners, der in der Anschaulichkeit und der direkten Transformation der Vorgänge in einem System auf die Stromkreise im Rechner begründet ist, voll ausgenutzt werden.

Wichtig für die Stabilität der nichtlinearen Gleichungen ist, daß die Schwingungsamplitude und die Regelungsgrößen der Spannung V_B und der Phase $\hat{\phi}_r$ beschränkt bleiben. Das

Teilchen läuft sonst aus dem stabilen Gebiet im Phasenraum der Synchrotronschwingungen heraus. Dies kommt einmal daher, daß $\hat{\phi}_T$ größer als die Ausdehnung des stabilen Gebietes wird, zum anderen wird die Größe des stabilen Gebietes durch die in der Beschleunigungsstrecke anliegende Spannung V_B gegeben und bei zu starker Veränderung von V_B kann so das stabile Gebiet unter den Teilchen wegrutschen. Diese nicht adiabatische Bewegung im Phasenraum wurde schon in (Lit.4) beschrieben.

Die Regelabweichung wird einmal durch die Anfangsbedingung und den anfänglichen Verlauf des Stromes I_k , zum anderen durch die relative Lage des Teilchenschwerpunktes zu der Sollphase zum Zeitpunkt des Einschießens bestimmt. Ist die Phase des Senders an die Phase des Linearbeschleunigers angebunden, so läßt sich die Phasenabweichung des Teilchenschwerpunktes in gewissen Grenzen halten. Eine Abweichung bis zu 15° in beiden Richtungen sollte noch nicht gefährlich werden.

Die Größe der Regelabweichung der Spannung vom Sollwert wird aus dem Verstärkungsfaktor a ins Verhältnis gesetzt zu μ d.h. durch a/μ bestimmt. Diese Größe soll ausreichend groß sein, um den Strom genügend schnell nachregeln zu können. Durch sinnvolle Wahl des Generatorstroms beim Zeitpunkt des Einschießens kann das Einfanggebiet für die Teilchen im Phasenraum optimal gewählt werden. Da jedoch die mittlere Phase des Teilchenschwerpunktes mit Hilfe der Integratorschaltung erst langsam gebildet wird, muß noch eine weitere Größe, und zwar die Spannung V_R mit ihrem Anfangswert angegeben werden. Durch geschickte Wahl dieser Größe können zusätzlich die Regelabweichungen klein gehalten werden. Man erhält nämlich beim richtigen Einstellen eine Art Stufe im Programm für J_k zum Injektionszeitpunkt, die zunächst pauschal die Gegenwirkung des Stromes J_T korrigiert. Die Regelung hat dann nur noch die Aufgabe, die Fehler dieser Stufe auszugleichen und den Sollwert herzustellen. Je größer das Verhältnis a/μ ist, umso kleiner kann V_R sein

und umso unempfindlicher ist das Regelsystem gegen Änderungen dieser Größe.

Bei großem Teilchenstrom J_T , der eine entsprechend große Spannung gegeninduziert, ist es auch bei großem a kaum zu vermeiden, daß V_B etwas abfällt (Beschreibung der Beispiele A und B auf Bild 4). Dies führt auf jeden Fall zur Verkleinerung des stabilen Gebietes. So kann es zu Teilchenverlusten kommen, wenn man beispielsweise mit 6 Teilchenbündeln pro Hochfrequenzwellenlänge einschießt, und zwar auch dann, wenn die Schwingungen des Schwerpunktes der eingefangenen Teilchenbündel klein sind. Es gehen nämlich in diesem Falle die außen liegenden Teilchen infolge der Veränderung des stabilen Gebietes verloren. Durch geeignete Wahl der in den Beschleunigungsstreden anliegenden Spannung kann jedoch dieser Verlust klein gehalten werden. Schießt man nur ein Teilchenbündel ein, das mit Hilfe eines Prebunchers aus 6 Bündeln gebildet werden kann, so vermeidet man diese Verluste ganz. Die Größe b bestimmt im wesentlichen die Dämpfung der Teilchenbewegung. Bestimmend ist auch hier wieder das Verhältnis $\frac{b}{\mu}$. Wird $b = 0$ so wird die Synchrotron-schwingung instabil, wenn das Stabilisierungssystem eingeschaltet ist ($a \neq 0$). Dies Verhalten zeigt sich auch bei den Rechnungen mit dem Analogrechner, wenn die Grenzen für die Stabilität auch etwas von denen abweichen, die sich aus den Digitalrechnungen ergeben. Diese Differenzen sind auf die Ungenauigkeiten im Analogrechner, teilweise aber auch auf Einflüsse der nichtlinearen Glieder in dem schwingenden System wie auch der Dämpfung infolge der Energiezunahme beim nichtlinearisierten System zurückzuführen.

Die Ebene, die von den Parametern $\frac{a}{\mu}$ und $\frac{b}{\mu}$ aufgespannt wird, ist also in drei Teile unterteilt (s. Bild 3). Im Gebiet I ist b zu klein. Eine der neun Lösungen ist entdämpft. Nach den Rechnungen mit dem Analogrechner handelt

es sich vor allem um die Teilchenschwingungen. Im Gebiet II ist der Verstärkungsfaktor a/μ zu klein. Die Regelabweichungen werden so groß, daß die Teilchen aus dem durch die nichtlinearen Effekte vorgegebenen stabilen Gebiet für die Synchrotronschwingung herauslaufen und verlorengehen. Dazwischen liegt das Gebiet III. Die Regelung ist hier stabil und die Abweichungen der geregelten Größen von der Sollage bleiben im zulässigen Bereich. In diesem Gebiet müssen also die Größen der Dämpfungskonstanten diskutiert werden.

Wie schon erwähnt, sind vier der Dämpfungskonstanten α_k , die mit 1-4 numeriert werden sollen, durch die Werte von $-\beta$ und $-\mu$ sehr genau vorgegeben. Sie sind dementsprechend groß. Von einer Diskussion kann abgesehen werden und sie sind daher in die Ebene nicht mit eingetragen. Eine weitere Dämpfungskonstante, die mit α_g bezeichnet werden soll, ist ebenfalls im ganzen Gebiet III fast konstant und ungefähr gleich 0,04. Auch ihr Wert ist nicht mit im Bild 3 aufgenommen. Es bleiben 2 Doppelwurzeln $\alpha_5 = \alpha_6$ und $\alpha_7 = \alpha_8$, deren Größe sich innerhalb des Gebietes III stark ändern. In dem Bild sind daher die Höhenlinien für die beiden Realteile der Doppelwurzeln eingetragen. Die starken Linien sind dem größeren Wert zugeordnet und entsprechend gelten die dünnen Linien für die kleineren Dämpfungskonstanten. Die Frequenzen dieser Wurzeln ändern sich ebenfalls innerhalb des Gebietes, sie wurden jedoch an dieser Stelle nicht diskutiert, da ihr Einfluss auf das Verhalten des Systems nicht sehr wesentlich ist. Stets ist jedoch die kleinere Dämpfungskonstante einer kleineren Frequenz zugeordnet.

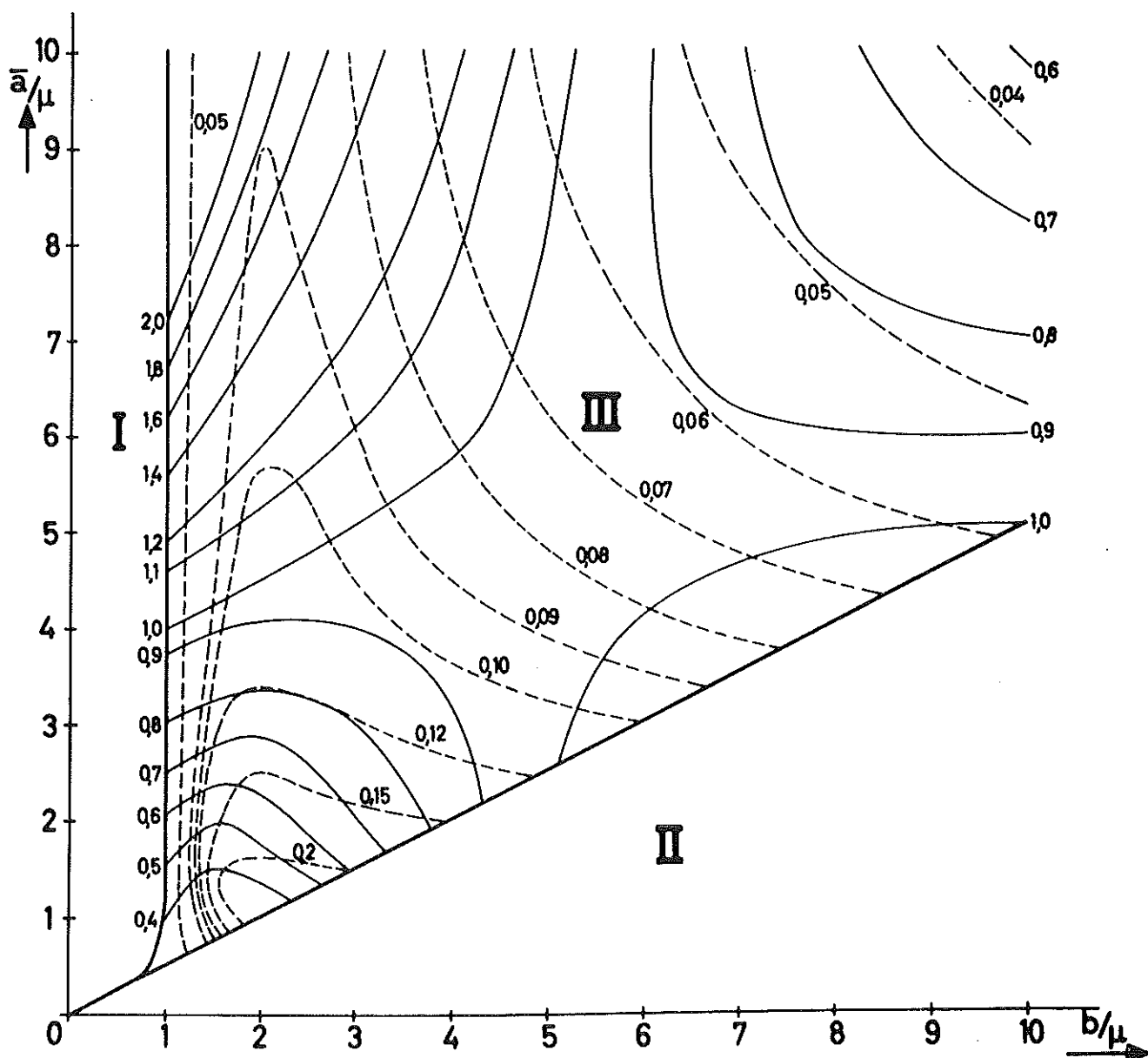


Bild 3 : Verhalten des Regelsystems als Funktion der Verstärkungskonstanten $\frac{a}{\mu}$ und $\frac{b}{\mu}$. Im Gebiet I existieren positive Wurzeln, das System ist entdämpft. Im Gebiet II gehen die Teilchen infolge der auftretenden großen Regelabweichungen verloren.

In das Gebiet III, in dem die Bewegungen der Spannungen und Teilchen stabil sind, wurden die Beträge der beiden Realteile der wichtigsten Wurzeln als Höhenlinien eingetragen.

Obwohl es für die Diskussion des Regelsystems nicht wesentlich ist, da das Gebiet III wegen der nichtlinearen Effekte ungünstig ist, so soll doch erwähnt werden, daß die in Gebiet III vorliegende Aufteilung der Wurzeln im Gebiet II nicht erhalten bleibt. Sowohl die dem μ entsprechenden Dämpfungskonstanten als auch die Dämpfungskonstante α_9 , verändern in diesem Bereich ihre Werte so stark, daß alle Wurzeln bis auf diejenigen, die dem Wert $-\beta$ entsprechen, zusammenlaufen.

Es wurden nun zwei Punkte A und B in der Ebene gewählt, für die ein stabiler Betrieb eines Regelsystems günstig erscheint. Der eine Wert wurde so ausgewählt, daß beide Dämpfungskonstanten der Doppelwurzel möglichst groß sind, für den anderen Wert sollte die größte Dämpfungskonstante noch etwas größer gewählt werden. Für die beiden Punkte A und B in der Ebene (Bild 3) wurden die Beispiele mit den folgenden Parametern gerechnet:

| | | Fall | |
|-----------------------------------|---------------------|------|---------|
| | | A | B |
| Verstärkungsfaktor | a/μ : | 4 | 10 |
| " | b/μ : | 5 | 4 |
| Anfangswert für die Regelspannung | V_{Rin} : | 1,0 | 0,65 mV |
| Sollphase während der Rechnung | $\hat{\phi}_{Ts}$: | 35° | 35° |
| Teilchenstrom | I_T : | 19 | 19 mA |

Die Rechnung mit der Digitalmaschine ergab die folgenden Eigenwerte:

| | | Fall | |
|--------------------------|--|-----------------|----------------|
| | | A | B |
| $\alpha_1 + i\omega_1$: | | -50 | -50 |
| $\alpha_2 + i\omega_2$: | | -50 | -50 |
| $\alpha_3 + i\omega_2$: | | -7,79 + i 2,704 | -7,74 + i 3,80 |
| $\alpha_4 + i\omega_4$: | | -7,79 - i 2,704 | -7,74 - i 3,80 |
| $\alpha_5 + i\omega_5$: | | -0,969+ i 2,703 | -1,223+ i 3,75 |
| $\alpha_6 + i\omega_6$: | | -0,969- i 2,703 | -1,223- i 3,75 |

Fall

| | A | B |
|--------------------------|---------------------|---------------------|
| $\alpha_7 + i\omega_7 :$ | $-0,0882 + i 0,311$ | $-0,0649 + i 0,353$ |
| $\alpha_8 + i\omega_8 :$ | $-0,0882 - i 0,311$ | $-0,0649 - i 0,353$ |
| $\alpha_9 + i\omega_9 :$ | $-0,0413$ | $-0,0402$ |

Der Anstieg der Teilchenenergie mit wachsendem Magnetfeld wurde durch die zeitliche Abhängigkeit der Energie in der folgenden Weise simuliert:

$$E = E_0 + \dot{E}t + \frac{\ddot{E}}{2} t^2$$

wobei die folgenden Werte eingesetzt wurden

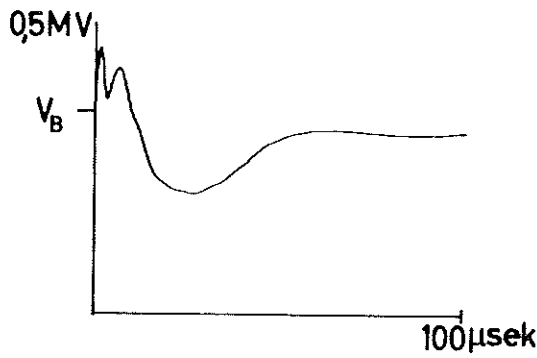
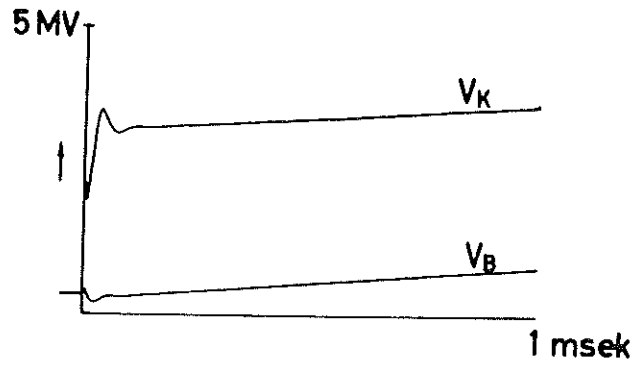
$$E_0 = 40 [\text{MeV}] \quad \dot{E} = 0,15 \left[\frac{\text{MeV}}{\mu\text{sec}} \right] \quad \ddot{E} = 4 \cdot 10^{-4} \left[\frac{\text{MeV}}{\mu\text{sec}^2} \right]$$

In den Bildern 4-6 sind die Ergebnisse der Rechnung mit dem Analogrechner aufgezeichnet. Bild 4 zeigt den Verlauf der Spannungen V_B und $V_K = R_B J_K$ über 1 msec.. Man erkennt, daß die Spannung mit wachsender Energie zunimmt, und zwar entsprechend dem wachsenden Energiebedarf pro Umlauf. Darunter ist nochmals der Verlauf V_B als Funktion der Zeit, diesmal jedoch in einem anderen Zeitmaßstab aufgetragen. Man kann so die Einschwingvorgänge besser vergleichen. Im Fall B sind die Regelabweichungen größer, was auf das kleinere Verhältnis α/μ zurückzuführen ist. Deutlich ist in beiden Fällen zu erkennen, daß die Spannung etwas durchsackt. Im Bild 5 ist der Verlauf der Phasen ϕ_B, ϕ_K und $\hat{\phi}_T$ über eine msec. aufgezeichnet. Darunter ist nochmals der Verlauf von $\hat{\phi}_T$ über 100 μ sec beschrieben, um auch hier die Einschwingvorgänge deutlicher darzustellen. Man erkennt, daß die Teilchen kaum noch Schwingungen ausführen. Dies wird umso deutlicher, wenn man die Phasenbewegung der Teilchen mit Regelung mit der Bewegung vergleicht, die die Teilchen ohne Regelung durchführen würden. Aus diesem Grunde ist die Schwingungsamplitude für Teilchen ohne Regelung unter gleichen Bedingungen doch mit einer Stufe in der Spannung zur Kompensation der Gegenspannung aufgezeichnet.

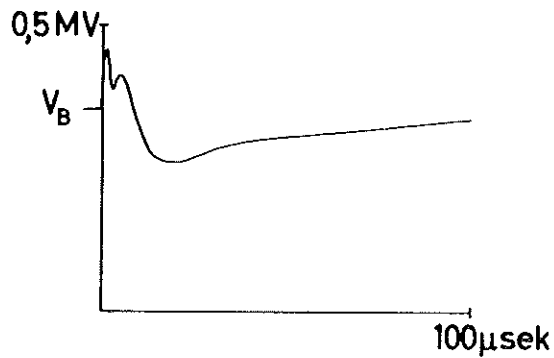
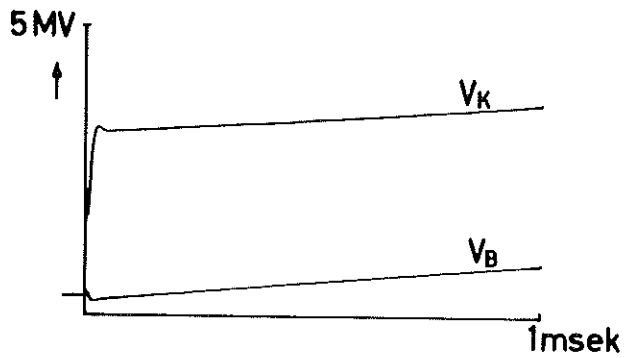
Fall A

Bild 4 :

V_B , Spannung an der Beschleunigungsstrecke und die vom Generatorstrom induzierte Spannung $V_K = R_B J_K$ in zwei Zeitmaßstäben: $1 \mu\text{sec}$ Einschwingvorgang und eine msec.

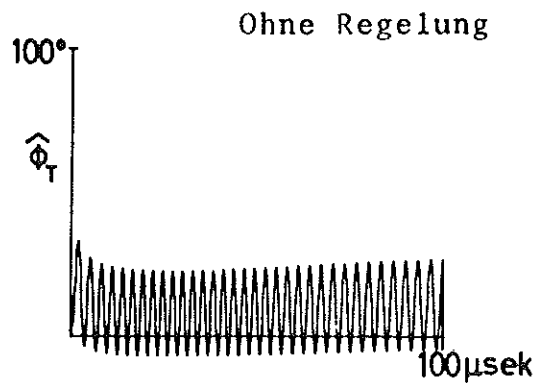
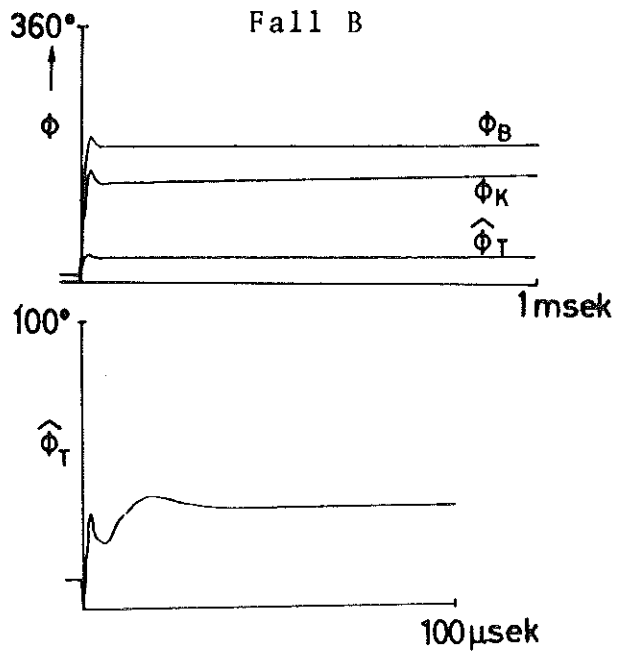
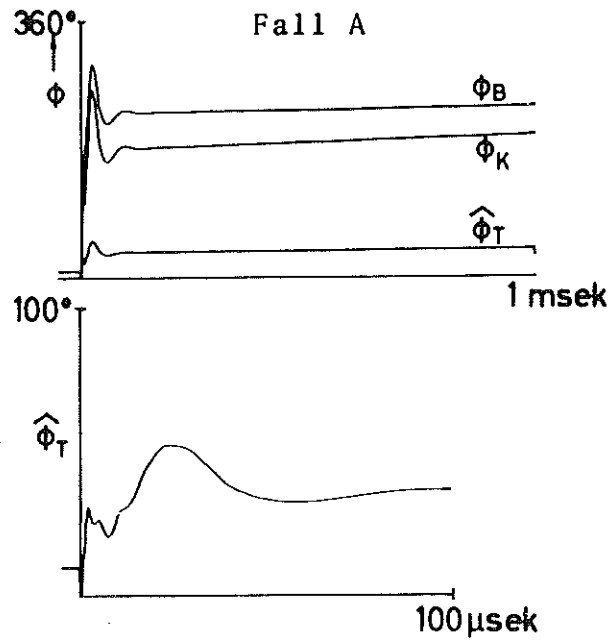


Fall B



Die Anfangsbedingungen für die Teilchenphase beim Einschub und die Sollphase sind in beiden Fällen gleich. Zusätzlich zeigt Bild 6 noch die Bewegungen der Teilchen im Phasenraum der Synchrotronschwingung für die beiden Fälle A und B.

Bild 5
Phase des Generatorstromes ϕ_K , der Spannung in den Beschleunigungsstrecken ϕ_B und die Teilchenphase ϕ_T als Funktion der Zeit. Oben jeweils über eine $\mu\text{sec.}$ darunter über eine msec. geschrieben. Für den Fall ohne Regelung wurde nur die Teilchenphase geschrieben.



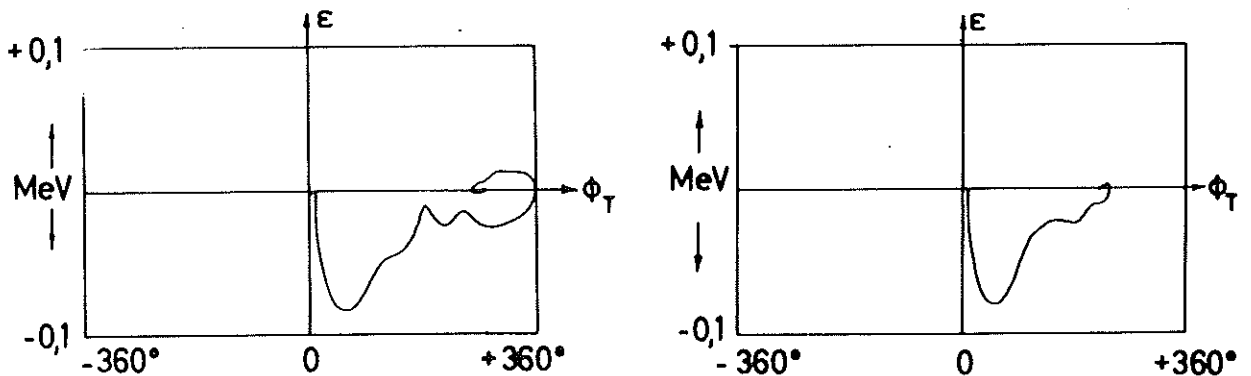


Bild 6 : Bewegung der Teilchenschwerpunkte im Phasenraum
der Synchrotronschwingung Fall A (links)
Fall B (rechts)

Die Gründe, die dazu führten, daß eine Verstimmung des Senders gegenüber den Beschleunigungsstrecken im Regelsystem nicht vorgesehen war, wurden schon weiter vorn diskutiert. Um das oft vorgebrachte Argument zu entkräften, daß der Leistungsgewinn ein wesentlicher Grund für die Verstimmung während des Beschleunigungsvorganges ist, wurde der Energiebedarf für den Fall mit und ohne Verstimmung als Funktion der Endenergie näherungsweise berechnet (s. Bild 7). Für hohe Energien ist dieser Energiegewinn unwesentlich, da die Verstimmung nur kurze Zeit angewendet werden kann und auch dann nur etwa 40% Leistungsparsnis bringt. Berücksichtigt man zusätzlich, daß der Energiebedarf bei hohen Energien mit zunehmender Endenergie mit der 4. Potenz der Energie wächst, so ergibt sich, daß ein Leistungsgewinn von 10% einer Energieerhöhung von 1,2% entspricht (s. Lit.8).

Bei den vorliegenden Betrachtungen wurden die Effekte vernachlässigt, die sich aus den Verzögerungen der Signale durch die bei einem Synchrotron auftretenden langen Signalkabel ergibt. Der für die Rechnungen verwendete Analogrechner besitzt keine Elemente, mit Hilfe derer die zeitliche Signalverzögerung simuliert werden kann. Auch bei den Rechnungen mit dem Digitalrechner lassen sich derartige Einflüsse nicht berücksichtigen. Es kann jedoch allgemein bemerkt werden, daß die auftretenden

Kabellängen von ca. 100 - 300 m die Verwendung eines Regelkreises bei sinnvoller Auslegung nicht unmöglich

machen. Selbstverständlich kann damit gerechnet werden, daß die Regelabweichungen sich etwas vergrößern. Im Regelkreis für die Phase des Sendegenerators ϕ_K kann jedoch die Kabellänge durch die Addition einer festen Phase weitgehend kompensiert werden, wenn man vorher die Synchrotronschwingungslänge mit Hilfe eines Digitalrechners theoretisch angenähert bestimmt. Den Einfluß der Signalverzögerung auf den Regelkreis für die Stabilisierung der Spannung V_B kann durch eine größere Stufe, die mit Hilfe von V_{Rin} erzeugt wird und durch eine größere Regelverstärkung α/μ entgegengewirkt werden.

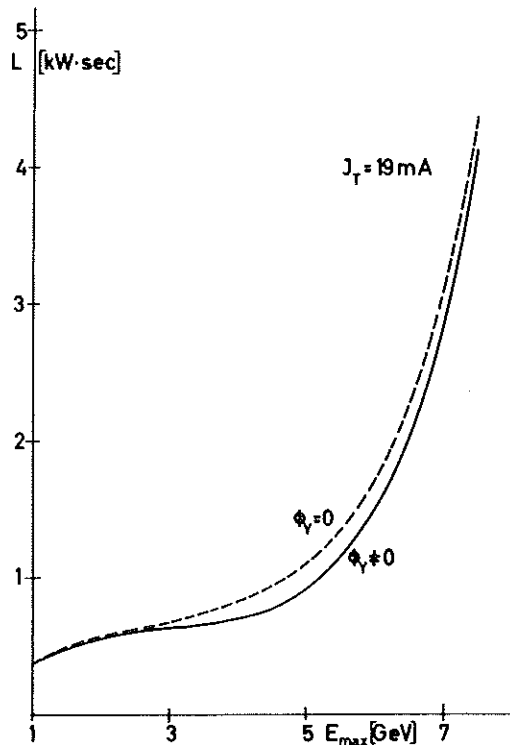


Bild 7: Leistungsbedarf bei optimaler Verstimmung als Funktion der Endenergie der Teilchen

Das Regelsystem bleibt über die volle Beschleunigungsperiode stabil, wie für die Fälle A und B nachgewiesen wurde. Bild 8 zeigt die Dämpfungskonstante α_5 als Funktion der Energie der Teilchen während der Beschleunigungsperiode. Die Dämpfungskonstanten $\alpha_1 = \alpha_2 = -\beta$ und $\alpha_3 = \alpha_4 \approx -\mu$ bleiben über die volle Periode konstant.

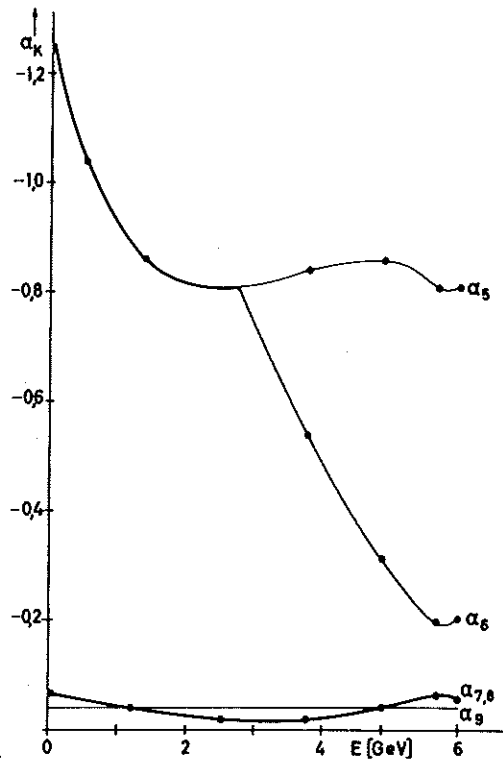


Bild 8 : Die wichtigsten Dämpfungskonstanten als Funktion der Teilchenenergie

Literaturverzeichnis

- 1) E.M. McMillan, Phys. Rev. 68 S. 143 (1945)
The Synchrotron - A Proposed High Energy Particle
Accelerator
- 2) V. Veksler, J. Phys. U.S.S.R. 9 S. 153 (1945)
- 3) Steinwedel, H., Fortschritte der Phys. Bd.3, S. 271-308
(1955)
Korrekturen Bd. 4, S. 293 (1956)
Teilchenbahnen im Zirkularbeschleuniger
- 4) C.Passow, DESY-Notiz 64/4, April 1964
Die Einfangsbedingungen und Phasenschwingungen hoher
Teilchenströme in einem Elektronen-Synchrotron
- 5) K. Johnson und C. Schmelzer, CERN Symp. S. 395-403 (1956)
Beam Controlled Acceleration in Synchrotrons
- 6) K.W. Robinson, CEA 11 und Private Mitteilungen
Cambridge Electron Accelerator Radiofrequency Acceleration
- 7) G. Schaffer, DESY-Notiz A 2.97
Some Technical Problems of RF Acceleration for
Particle Accelerators above 10 GeV
- 8) K. Leibrecht, DESY-Notiz A 2.105 (1963)
Das HF-Spannungsprogramm an den Beschleunigungs-
strecken des Synchrotrons

Die Programme für den Digitalrechner wurden von Frau Lublow geschrieben.

Fräulein Borchard entwarf das Programm für den Analogrechner.

Beide Damen werteten die Ergebnisse aus und führten die Rechnungen selbständig durch.

Ich möchte ihnen hierfür herzlich danken.

Herrn Professor Schmelzer von der Universität Heidelberg bin ich für zahlreiche Diskussionen über die Möglichkeiten für eine Regelung zu Dank verpflichtet. Ihm verdanke ich eine große Zahl von guten Ratschlägen.

Außerdem bin ich der DESY-Maschinengruppe zu Dank verpflichtet.

