Math. Z. 197, 61–68 (1988)

Mathematische Zeitschrift

Ein Gegenbeispiel zur Stabilität des absolut stetigen Spektrums gewöhnlicher Differentialoperatoren

Rafael René del Rio Castillo

IIMAS-UNAM, Apdo. Postal 20–726, Admon No. 20, Deleg. Alvaro Obregon, 01000 Mexico, D.F., Mexico

1. Einleitung

In Heinz [3] und Weidmann [10] wurde für Sturm-Liouville-Operatoren und Dirac-Systeme gezeigt, daß unter gewissen Voraussetzungen an die Koeffizienten in der Nähe des rechten Randpunktes ∞ das Spektrum in $[0, \infty)$ bzw. $(-\infty, -1) \cup (1, \infty)$ absolut stetig ist. Dabei spielt das Verhalten der Koeffizienten am linken Rand keine Rolle; es ist auch gleichgültig, ob der linke Punkt regulär oder singulär ist.

Dies legt die folgende Vermutung nahe (die im wesentlichen auf Weidmann [10] zurückgeht):

Sei l ein formal selbstadjungierter Differentialausdruck auf (a, b) und A eine selbstadjungierte Realisierung. Für ein $c \in (a, b)$ habe *jede* selbstadjungierte Realisierung A_b von l in (c, b) absolut stetiges Spektrum in $[\underline{\lambda}, \bar{\lambda}]$. Dann gilt dies auch für A. (Dabei sagen wir: ein selbstadjungierter Operator hat in einem Intervall I absolut stetiges Spektrum wenn $\|E(\lambda)f\|^2$ in I absolut stetig bezüglich des Lebesgueschen Maßes ist *für alle* $f \in L_2(a, b)$.)

Wir widerlegen diese allgemeine Vermutung, indem wir zeigen, daß sie für Sturm-Liouville-Operatoren nicht gilt. Eine entsprechende Konstruktion ist für Dirac-Systeme möglich (siehe [1]).

2. Präliminarien

Sei l der Differentialausdruck

$$lu = -u'' + q(x)u \qquad a \leqq x \leqq b. \tag{1}$$

Die Funktion q sei reellwertig und in (a, b) lokal integrierbar.

Sei $u_1(x, z)$, $u_2(x, z)$ ein Fundamentalsystem von Lösungen der Gleichung

$$lu = zu,$$

das holomorph von z abhängt.

Sei L ein durch l erzeugter selbstadjungierter Operator in $L_2(a, b)$. Für $z \in \rho(L)$ wird die Resolvente definiert durch

$$R_z(L)\, g(x) = (z - L)^{-1}\, g(x).$$

Diese ist ein Integraloperator mit dem Kern

$$R(x, y, z) = \begin{cases} \sum\limits_{j,k=1}^{2} m_{jk}^{+}(z)\, u_j(x, z)\, u_k(y, z) & \text{für } y < x \\ \sum\limits_{j,k=1}^{2} m_{jk}^{-}(z)\, u_j(x, z)\, u_k(y, z) & \text{für } x < y. \end{cases}$$

Die Matrizen $(m_{ij}^{\pm})$ werden die charakteristischen Matrizen bezüglich des Fundamentalsystems u_1, u_2 genannt.

L ist unitär äquivalent zum Operator der Multiplikation mit der Variablen in $L_2(\mathbb{R}, d\rho)$, wobei die (2×2-matrixwertige) Spektralfunktion durch die Formeln von Weyl-Titchmarsh-Kodaira gegeben ist:

$$\rho_{kj}(\lambda) = -\frac{1}{\pi} \lim_{\delta \downarrow 0} \lim_{\varepsilon \downarrow 0} \int_{\delta}^{\lambda + \delta} \operatorname{Im} m_{kj}^{\pm}(s + i\varepsilon)\, ds. \tag{2}$$

Siehe [7, 9].

Sei jetzt l regulär bei a und bei b liege der Grenzpunktfall (GPF) vor. Die selbstadjungierte Randbedingung bei a sei durch

$$u(a) \cos \alpha + u'(a) \sin \alpha = 0 \qquad \alpha \in [0, 2\pi)$$

gegeben. Wir definieren das Fundamentalsystem u_1, u_2 so, daß

$$\begin{aligned} u_1(a, z) &= \sin \alpha, & u_2(a, z) &= \cos \alpha, \\ u_1'(a, z) &= -\cos \alpha, & u_2'(a, z) &= \sin \alpha \end{aligned}$$

gilt. Die Funktion u_1 erfüllt offensichtlich die Randbedingung bei a und für die Wronskideterminante gilt

$$W(u_1, u_2)(z) = 1 \qquad \text{für alle } z \in \mathbb{C}.$$

Mit diesem Fundamentalsystem erhält die Spektralfunktion die Form

$$\begin{pmatrix} \rho_{11}(\lambda) & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho(\lambda) & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Wählen wir $m(z) \in \mathbb{C}$ so, daß

$$u_b := m(z)\, u_1(x, z) + u_2(x, z)$$

bei b quadratisch integrierbar ist, so gilt

$$-\operatorname{Im} m(z) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\varepsilon}{(u - \lambda)^2 + \varepsilon^2}\, d\rho(\lambda) \qquad z = u + i\varepsilon \tag{3}$$

(s. [6] S. 136 Satz 5.2).

Satz 1. *Sei l regulär bei a und bei b liege der GPF vor. Seien u_1, u_2 und $m(z)$ wie oben. Wenn wir statt u_2 eine andere zu u_1 linear unabhängige Funktion $\tilde{u}_2(\cdot, z)$ wählen, die holomorph von z abhängt, erhalten wir unter Benutzung der Formel von Weyl-Titchmarsh-Kodaira, die gleiche Spektralfunktion.*

Beweis. Sei $\tilde{u}_2(x, z) = C_1(z)\, u_1(x, z) + C_2(z)\, u_2(x, z)$. $C_1(z)$ und $C_2(z)$ hängen holomorph von z ab. Ist $m_b(z)$ so, daß

$$m_b(z)\, u_1(x, z) + \tilde{u}_2(x, z) \in L_2(c, b) \qquad c \in (a, b)$$

gilt, so folgt

$$C_2(z)\, m(z) = m_b(z) + C_1(z)$$

und

$$W(u_1, \tilde{u}_2) = C_2(z)\, W(u_1, u_2).$$

Also gilt

$$\begin{aligned}\frac{m_b(z)}{W(u_1, \tilde{u}_2)} + \frac{C_1(z)}{W(u_1, \tilde{u}_2)} &= \frac{m_b(z) + C_1(z)}{C_2(z)\, W(u_1, u_2)} \\ &= \frac{C_2\, m(z)}{C_2\, W(u_1, u_2)} = \frac{m(z)}{W(u_1, u_2)} = m(z).\end{aligned}$$

Da $\dfrac{C_1(z)}{W(u_1, \tilde{u}_2)(z)}$ holomorph und reell für $z \in \mathbb{R}$ ist, folgt aus (2) die Behauptung. Q.E.D.

Für jedes f aus $L_2(a, b)$ sei das Maß m_f definiert durch $m_f(\Delta) := \| E(\Delta)\, f \|^2$. Es gilt folgendes Resultat, das wir ohne Beweis angeben:

Hilfssatz 2. *Das Maß m_f ist genau dann für alle $f \in L_2(a, b)$ absolut stetig bezüglich des Lebesgueschen Maßes, wenn ρ_{ik} für alle i, k absolut stetig bezüglich des Lebesgueschen Maßes ist.*

3. Beweis der Existenz eines Gegenbeispieles

Jetzt widerlegen wir die obige Vermutung, indem wir zeigen, daß ein Sturm-Liouville-Ausdruck $lu = -u'' + qu$ auf $(0, \infty)$ existiert mit einer selbstadjungierten Realisierung, die in einem Intervall $I = [0, 1]$ singulär stetiges Spektrum hat, während jede selbstadjungierte Realisierung in (c, ∞), $c > 0$ in I rein absolut stetiges Spektrum hat.

Seien $\rho_i \colon \mathbb{R} \to \mathbb{R}$, $i = 1, 2$, nicht abnehmende Funktionen, die folgende Bedingungen erfüllen:

a) $\rho_1(\lambda)$ ist absolut stetig in einem Intervall $I \subset \mathbb{R}$

$$\left.\frac{d\rho_1}{d\lambda}\right|_{\lambda \in I} \geqq N' > 0$$

ρ_2 singulär stetig in I.

b) Die Funktion $\rho_0 := \rho_1 + \rho_2$ erfülle die folgenden Bedingungen des Satzes von Gelfand-Levitan [7]):

A) Für beliebiges reelles x existiert das Integral

$$\int_{-\infty}^{0} e^{\sqrt{|\lambda|}x}\, d\rho_0(\lambda).$$

B) Setzt man

$$\tau(\lambda) = \begin{cases} \rho_0(\lambda) - \frac{2}{\pi}\sqrt{\lambda} & \text{für } \lambda > 0 \\ \rho_0(\lambda) & \text{für } \lambda < 0, \end{cases}$$

so existiert das Integral

$$\int_{1}^{\infty} \frac{\cos\sqrt{\lambda}\,x}{\lambda}\, d\tau(\lambda)$$

für alle x aus dem Intervall $0 \leqq x < \infty$ und die Funktion

$$a(x) = \int_{1}^{\infty} \frac{\cos\sqrt{\lambda}\,x}{\lambda}\, d\tau(\lambda)$$

hat in $0 \leqq x \leqq \infty$ stetige Ableitungen bis zur vierten Ordnung einschließlich.

Wir können zum Beispiel ρ_i $(i=1, 2)$ und I wie folgt wählen: $I = [0, 1]$

$$\rho_1(\lambda) = \begin{cases} 0 & \text{für } \lambda \in (-\infty, 0] \\ \frac{2}{\pi}\lambda & \text{für } \lambda \in (0, 1] \\ \frac{2}{\pi}\sqrt{\lambda} & \text{für } \lambda \in (1, \infty), \end{cases}$$

$$\rho_2(\lambda) = \begin{cases} 0 & \lambda \in (-\infty, 0] \\ F(\lambda) & \lambda \in (0, 1] \\ 1 & \lambda \in (1, \infty), \end{cases}$$

wobei $F(\lambda)$ eine singulärstetige nichtabnehmende Funktion ist mit

$$F(0) = 0, \qquad F(1) = 1$$

s. z.B. [8] S. 48.

Da ρ_0 offensichtlich die Bedingungen des Satzes von Gelfand-Levitan erfüllt (man beachte, daß τ nur in [0, 1] wächst), gibt es einen Differentialoperator L_0 mit Spektralfunktion ρ_0, der durch einen Differentialausdruck

$$(l_0 u)(x) = -u''(x) + q_0(x)\, u(x) \qquad 0 \leqq x < \infty$$

mit stetigen reellwertigen Koeffizienten q_0 und Randbedingungen der Form

$$u(0)\cos\alpha+u'(0)\sin\alpha=0$$

definiert ist.

Wir werden jetzt zeigen, daß für jedes $c>0$ und alle Randbedingungen $u(c)\cos\theta+u'(c)\sin\theta=0$ die entsprechende selbstadjungierte Realisierung in (c,∞) absolut stetiges Spektrum in I hat.

Dazu wählen wir $\{u_1(x,z), u_2(x,z)\}$ so, daß

$$-u_k''(x)+q_0(x)\,u_k(x)=z\,u_k(x) \qquad k=1,2, \quad 0\leqq x<\infty$$

gilt und

$$u_1(0,z)\cos\alpha+u_1'(0,z)\sin\alpha=0,$$
$$u_2(c,z)\cos\theta+u_2'(c,z)\sin\theta=0,$$

wobei $0<c<\infty$ und $\theta\in[0,2\pi)$.

Bemerkung. Alle folgenden Überlegungen gelten auch, wenn wir $c<0$ wählen. In diesem Fall ist das Potential beliebig (integrierbar) in $[c,0]$ und gleich q_0 in $[0,\infty)$.

Die Wronskideterminante $W(u_1,u_2)(z)$ ist eine holomorphe Funktion von z. Diese Funktion $W(u_1,u_2)(z)$ kann nicht identisch Null sein, sonst wäre jedes z ein Eigenwert des Problems mit obigen Randbedingungen in $[0,c]$, aber dies ist unmöglich, weil das Problem in $[0,c]$ regulär ist (s. [11], Satz 8.29(c)). Hieraus folgt, daß $u_1(x,z)$ und $u_2(x,z)$ linear unabhängig sind, abgesehen von isolierten Punkten z.

Sei $I_\theta\subset I$ ein kompaktes Intervall, das keinen dieser Punkte enthält.

I) Die charakteristische Matrix des Operators L_0 bezüglich $u_1(x,z)$, $u_2(x,z)$ ist

$$\begin{pmatrix} m_{11}^+ & m_{12}^+ \\ m_{21}^+ & m_{22}^+ \end{pmatrix}=\begin{pmatrix} \dfrac{m_b}{W(u_1,u_2)} & 0 \\ \dfrac{1}{W(u_1,u_2)} & 0 \end{pmatrix}.$$

Aus (3) und aus Satz 1 folgt, für $z=u+i\varepsilon$, $z\in\mathbb{C}\setminus\mathbb{R}$

$$-\operatorname{Im} m(z)=\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\varepsilon}{(u-\lambda)^2+\varepsilon^2}\,d\rho_0(\lambda),$$

wobei $m(z)=\dfrac{m_b}{W(u_1,u_2)}(z)+H(z)$.

$H(z)$ ist holomorph in $\mathbb{C}$. Da der Differentialausdruck reell ist, haben wir $\operatorname{Im} H(z)=0$ für $z\in\mathbb{R}$. Deshalb können wir für jedes $M>0$ ein $k''>0$ wählen, so daß

$$|\operatorname{Im} H(u+i\varepsilon)|<M \qquad \text{für } \varepsilon<k''.$$

Dies gilt gleichmäßig für $u\in I_\theta$ (I_θ ist kompakt).

Aus der Bedingung a) folgt

$$\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\varepsilon}{(\lambda-u)^2+\varepsilon^2}\,d\rho_1(\lambda)>2N>0$$

für $u\in I_\theta$, $0<\varepsilon<k'$, k' klein genug.

Da ρ_2 nichtfallend ist, gilt

$$\begin{aligned}
&-\operatorname{Im}\frac{m_b}{W(u_1,u_2)}(z)-\operatorname{Im} H(z)\\
&=\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\varepsilon}{(\lambda-u)^2+\varepsilon^2}\,d\rho_0(\lambda)\\
&\geqq\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\varepsilon}{(\lambda-u)^2+\varepsilon^2}\,d\rho_1(\lambda)>2N \qquad \text{für } u\in I_\theta, 0<\varepsilon<k'.
\end{aligned}$$

Deshalb haben wir, für $u\in I_\theta$, $0<\varepsilon<k$, k hinreichend klein

$$-\operatorname{Im}\frac{m_b}{W(u_1,u_2)}(u+i\varepsilon)>N>0. \tag{4}$$

II. Sei $L_{c\theta}$ der Differentialoperator, der durch den oben gefundenen Differentialausdruck

$$(l_0 u)(x)=-u''(x)+q_0(x)\,u(x), \qquad 0<c\leqq x<\infty$$

und durch die Randbedingung

$$u(c)\cos\theta+u'(c)\sin\theta=0$$

definiert ist. Die Funktion u_2 erfüllt diese Randbedingung bei c.

Die charakteristische Matrix des Operators $L_{c\theta}$ bezüglich $u_1(x, z)$, $u_2(x, z)$ ist:

$$\begin{pmatrix} m_{11}^+ & m_{12}^+ \\ m_{21}^+ & m_{22}^+ \end{pmatrix}=\begin{pmatrix} 0 & -\dfrac{1}{W(u_1,u_2)} \\ 0 & -\dfrac{1}{W(u_1,u_2)\,m_b} \end{pmatrix}.$$

Hieraus folgt nach der Formel von Weyl-Titchmarsh-Kodaira mit $m_{c\theta}:=m_{22}^+$, daß für $\gamma<\mu$

$$\rho_{c\theta}(\mu)-\rho_{c\theta}(\gamma)=-\frac{1}{\pi}\lim_{\delta\downarrow 0}\lim_{\varepsilon\downarrow 0}\int_{\gamma+\delta}^{\mu+\delta}\operatorname{Im} m_{c\theta}(u+i\varepsilon)\,du$$

gilt, wobei $[\gamma+\delta, \mu+\delta]\subset I_\theta$. $\rho_{c\theta}$ ist die Spektralfunktion von $L_{c\theta}$.

Jetzt wollen wir beweisen, daß $\rho_{c\theta}$ in I_θ absolutstetig ist. Damit hätten wir, daß $L_{c\theta}$ in I_θ absolut stetiges Spektrum hat.

Sei $m_0:=\dfrac{m_b}{W(u_1,u_2)}$. Wenn wir die charakteristischen Matrizen von L_0 und $L_{c\theta}$ vergleichen, sehen wir, daß

$$m_{c\theta}=-\frac{[W(u_1,u_2)]^{-2}}{m_0}=-K(z)[m_0(z)]^{-1}$$

gilt (wobei $K(z):=[W(u_1, u_2)(z)]^{-2}$). (Es ist klar, daß $K(z)$ und m_0 von θ abhängen.) Auch wissen wir aus (4), daß

$$-\operatorname{Im} m_0 \geqq N > 0$$

gilt.

Sei $-m_0(z) = u(z) + i\, v(z)$. Dann gilt

$$\frac{1}{m_0(z)} = -\frac{1}{u(z) + i v(z)}$$

und

$$\operatorname{Im}\left(\frac{1}{m_0(z)}\right) = \frac{v(z)}{u^2(z) + v^2(z)} \leqq \frac{1}{v(z)} = \frac{-1}{\operatorname{Im} m_0(z)} \leqq \frac{1}{N}.$$

Andererseits gilt

$$N \leqq v(z) = \frac{\operatorname{Im}\left(\frac{1}{m_0(z)}\right)}{\left(\operatorname{Re}\frac{1}{m_0(z)}\right)^2 + \left(\operatorname{Im}\frac{1}{m_0(z)}\right)^2} \leqq \frac{\frac{1}{N}}{\left(\operatorname{Re}\frac{1}{m_0(z)}\right)^2},$$

und somit

$$\left|\operatorname{Re}\frac{1}{m_0(z)}\right| \leqq \frac{1}{N}.$$

Diese Ungleichungen gelten für $z = u + i\varepsilon$ mit $u \in I_\theta$, $0 < \varepsilon < k$, k klein. Betrachten wir jetzt die Spektralfunktion $\rho_{c\theta}$ des Problems in (c, ∞),

$$\rho_{c\theta}(\mu) - \rho_{c\theta}(\gamma) = -\frac{1}{\pi} \lim_{\delta \downarrow 0} \lim_{\varepsilon \downarrow 0} \int_{\gamma+\delta}^{\mu+\delta} \operatorname{Im}\left[K(z)\left(-\frac{1}{m_0(z)}\right)\right] du$$

$$= \frac{1}{\pi} \lim_{\delta \downarrow 0} \lim_{\varepsilon \downarrow 0} \int_{\gamma+\delta}^{\mu+\delta} \left[\operatorname{Re} K(z) \operatorname{Im}\left(\frac{1}{m_0(z)}\right) + \operatorname{Re}\left(\frac{1}{m_0(z)}\right) \operatorname{Im} K(z))\right] du.$$

Aus der Holomorphie von $K(z)$ und der Beschränktheit von $\operatorname{Im}\frac{1}{m_0(z)}$ und $\operatorname{Re}\frac{1}{m_0(z)}$ folgt die absolute Stetigkeit von $\rho_{c\theta}$ in I_θ.

III. Schließlich zeigen wir noch, daß der Operator $L_{c\theta}$ im gesamten Intervall I rein absolut stetiges Spektrum hat. Da $\rho_{c\theta}$ in jedem $I_\theta \subset I$ (das im Sinne der obigen Konstruktion zulässig ist) absolut stetig ist, gibt es nur isolierte Stellen, nämlich die Punkte $\lambda_i \in I$ mit $W(u_1, u_2)(\lambda_i) = 0$, die noch zu untersuchen sind. Da $\rho_{c\theta}$ monoton ist, genügt es für die absolute Stetigkeit in I, die Stetigkeit in diesen Punkten λ_i zu beweisen.

Nehmen wir an, daß $\rho_{c\theta}$ in einem der Ausnahmepunkte λ_i nicht stetig ist. Dieser Punkt muß Eigenwert von $L_{c\theta}$ sein. Sei $\tilde{u}_i$ die Eigenfunktion zum Eigenwert λ_i. Da

$$-u_2'' + q_0(x)\, u_2 = \lambda_i\, u_2,$$

$$u_2(c, \lambda_i) \cos\theta + u_2'(c, \lambda_i) \sin\theta = 0$$

gilt (s. Def. von u_2), folgt, daß $\tilde{u}_i$ und $u_2(x, \lambda_i)$ linear abhängig sind, weil beide dieselbe Gleichung mit derselben Randbedingung erfüllen. Hieraus folgt, daß u_2 auch Eigenfunktion zu λ_i ist.

Da $W(u_1, u_2)(\lambda_i)=0$ gilt, sind u_1, u_2 linear abhängig i.e. $u_2(x, \lambda_i)=K u_1(x, \lambda_i)$. Hieraus folgt, daß u_1 Eigenfunktion von L_0 zum Eigenwert λ_i ist. Hiermit haben wir einen Widerspruch, weil wir L_0 so konstruiert haben, daß L_0 keine Eigenwerte in I hat.

Hieraus folgt, daß $\rho_{c\theta}$ absolut stetig in I ist, für alle θ. Zusammen mit Hilfssatz (2) folgt, daß der Operator $L_{c\theta}$ in I absolut stetiges Spektrum hat.

Für Dirac-Systeme kann die Vermutung entsprechend widerlegt werden. Statt des Satzes von Gelfand-Levitan wird der Satz von Gasymov-Levitan [2] benutzt.

4. Schlußbemerkungen

a) Ein positives Resultat der gewünschten Art läßt sich beweisen, wenn wir zusätzlich Voraussetzungen über die Spektralfunktion von wenigstens zwei selbstadjungierten Realisierungen in $L(c, b)$ machen (s. [1]).

b) Mit Hilfe der obigen Konstruktion läßt sich auch die folgende Vermutung widerlegen:

Sei l ein formal selbstadjungierter Differentialausdruck auf (a, b). Existiert, für kein $\lambda \in [\underline{\lambda}, \bar{\lambda}]$ eine $L_2(a, b)$-Lösung von $(l-\lambda)u=0$, so ist das Spektrum jeder selbstadjungierten Realisierung von l in (a, b) absolut stetig in $[\underline{\lambda}, \bar{\lambda}]$.

c) Für einen speziellen Fall unseres Resultates, nämlich, wenn nicht gefordert wird, daß *jede* selbstadjungierte Realisierung A_b von l in (c, b) absolut stetiges Spektrum in $[\underline{\lambda}, \bar{\lambda}]$ hat, ist ein explizites Beispiel für den Fall des Dirac-Systems in N. Jakobowsky [4] konstruiert worden.

Literatur

1. del Rio Castillo, R.R.: Dissertation, Frankfurt 1986
2. Gasymov, M.G., Levitan, B.M.: The inverse Problem for a Dirac System. Sov. Math. Dokl. Tom **167**, No. 5 (1966)
3. Heinz, E.: Über das absolut stetige Spektrum singulärer Differentialgleichungssysteme. Nachr. Akad. Wiss. Göttingen, II Math.-Phys. Kl. (1982)
4. Jakobowsky, N.: Diplomarbeit, Göttingen 1985
5. Jörgens, K.: Spectral theory of second order ordinary differential operators. Lectures delivered at Aarhus Universitet 1962/63. Lecture Notes Series No. 2
6. Levitan, B.M., Sargsjan, I.S.: Introduction to spectral theory. Vol. 39. Translations of Mathematical Monographs, American Math. Soc. (1975)
7. Neumark, M.A.: Lineare Differentialoperatoren. Berlin: Akademie-Verlag 1960
8. Riesz, F., Nagy, B.S.: Functional analysis. New York: Frederick Ungar Publishing Co. 1953
9. Titchmarsh, E.C.: Eigenfunction expansions. Vol. 1, Oxford: University Press 1962
10. Weidmann, J.: Absolut stetiges Spektrum bei Sturm-Liouville-Operatoren und Dirac-Systemen. Math. Z. **180**, 423–427 (1982)
11. Weidmann, J.: Lineare Operatoren in Hilberträumen. Stuttgart: B.G. Teubner 1976

Received June 24, 1986; received in final form March 24, 1987