

**Zeitschrift:** Commentarii Mathematici Helvetici  
**Herausgeber:** Schweizerische Mathematische Gesellschaft  
**Band:** 43 (1968)

**Artikel:** Ein Gitterpunktproblem im dreidimensionalen hyperbolischen Raum.  
**Autor:** Fricker, Francois  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-32931>

#### Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

#### Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

#### Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 05.02.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

# Ein Gitterpunktproblem im dreidimensionalen hyperbolischen Raum

FRANÇOIS FRICKER (Basel)

## 1. Problemstellung und Ergebnisse

Die vorliegende Arbeit ist als Beitrag zur Behandlung eines Problemkreises gedacht, der erstmals von H. HUBER und später auch von O. HERRMANN aufgegriffen wurde (siehe Literaturangaben [1]–[4]).

Es bezeichne  $\mathbb{H}$  den dreidimensionalen hyperbolischen Raum, also einen einfach-zusammenhängenden und vollständigen dreidimensionalen Riemannschen Raum mit konstanter negativer Gaußscher Krümmung. Die Längenmessung denken wir uns etwa so normiert, dass  $\mathbb{H}$  die konstante Gaußsche Krümmung  $-1$  besitzt. Als Modell von  $\mathbb{H}$  dient bekanntlich der obere Halbraum des dreidimensionalen Euklidischen Raumes:  $\mathbb{H} = \{(x, y, z) | z > 0\}$ , versehen mit der metrischen Fundamentalform

$$ds^2 = \frac{dx^2 + dy^2 + dz^2}{z^2}.$$

Die Geodätschen sind dann die zur Hyperebene  $z = 0$  orthogonalen Halbkreise und Halbgeraden. Die hyperbolische Distanz der Punkte  $p, q \in \mathbb{H}$  bezeichnen wir mit  $\varrho(p, q)$ .

$\Gamma$  sei nun eine diskontinuierliche (nicht notwendig fixpunktfreie!) Bewegungsgruppe von  $\mathbb{H}$  mit kompaktem, messbarem Fundamentalbereich  $\mathfrak{F}$ . Ist  $p$  ein beliebiger Punkt von  $\mathbb{H}$ , so betrachten wir die Menge

$$\mathfrak{G}_p = \{S(p) | S \in \Gamma\}$$

und sagen,  $\mathfrak{G}_p$  sei das vom Punkte  $p$  aus durch  $\Gamma$  erzeugte *hyperbolische Gitter*. Jetzt nehmen wir die hyperbolische Kugel mit dem Zentrum  $p$  und dem Radius  $t > 0$ :  $K(p, t) = \{q | \varrho(p, q) \leq t\}$  und betrachten die Anzahl  $N(\Gamma, p, t)$  der Punkte des Gitters  $\mathfrak{G}_p$ , die in dieser Kugel liegen<sup>1</sup>; oder, anders ausgedrückt, wir betrachten die Anzahl  $N(\Gamma, p, t)$  der Elemente der Menge  $\{S | S \in \Gamma, \varrho(S(p), p) \leq t\}$ . (Wegen der Diskontinuität von  $\Gamma$  ist diese Anzahl stets endlich). In der vorliegenden Arbeit stellen wir uns die Aufgabe, das asymptotische Verhalten dieser Gitterpunktsanzahl zu untersuchen.

---

<sup>1)</sup> Dabei ist jeder Gitterpunkt so oft zu zählen, wie er als Bild von  $p$  auftritt. Ist  $N'(\Gamma, p, t)$  die Anzahl Gitterpunkte in der angegebenen Kugel, wobei aber jeder Punkt genau einmal gezählt wird, so überlegt man sich leicht:  $N(\Gamma, p, t) = N'(\Gamma, p, t) \cdot \text{Ord } \Gamma_p$  (vgl. dazu die Vorbemerkung zu Satz 2 in Abschnitt 2).

Unsere Lösung steht im Zusammenhang mit dem Eigenwertproblem

$$\Delta \varphi + \lambda \varphi = 0 \quad (1)$$

auf  $\mathfrak{H}$ , wobei  $\Delta$  den zu  $\mathfrak{H}$  gehörigen Laplace-Beltrami-Operator bezeichne. Dabei heisse die (reelle oder komplexe) Zahl  $\lambda$  *Eigenwert*, wenn es auf  $\mathfrak{H}$  eine nicht identisch verschwindende bezüglich  $\Gamma$  automorphe (reelle oder komplexe) Funktion  $\varphi$  gibt, welche nach den Koordinaten von  $\mathfrak{H}$  zweimal stetig differenzierbar ist und die Differentialgleichung (1) erfüllt. Jede solche Funktion heisse eine zum Eigenwert  $\lambda$  gehörige *Eigenfunktion*.

Wir werden im nächsten Abschnitt sehen: Es gibt stets unendlich viele Eigenwerte; sie sind alle reell und, abgesehen vom trivialen Eigenwert  $\lambda = 0$ , positiv und häufen sich nirgends im Endlichen. Die zu jedem Eigenwert  $\lambda$  gehörigen Eigenfunktionen bilden einen Vektorraum  $\varepsilon_\lambda$  endlicher Dimension über dem komplexen Zahlkörper. Ist dann  $\{\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_n\}$  eine Orthonormalbasis von  $\varepsilon_\lambda$ , dass heist, gilt

$$\int_{\mathfrak{H}} \varphi_l(p) \overline{\varphi_m(p)} dp = \begin{cases} 1, & \text{für } l = m \\ 0, & \text{für } l \neq m \end{cases}$$

so setzen wir

$$K_\lambda(p, q) = \sum_{l=1}^n \varphi_l(p) \overline{\varphi_l(q)}.$$

(Man beachte: a)  $dp$  bezeichne hier und auch im folgenden stets das hyperbolische Volumenelement; b)  $K_\lambda(p, q)$  ist eindeutig definiert, da  $K_\lambda(p, q)$  offenbar einem Basiswechsel gegenüber invariant ist). Um im folgenden die Schreibweise zu vereinfachen setzen wir  $K_\lambda(p, q) = 0$ , falls  $\lambda$  kein Eigenwert ist, und  $K_\lambda(p, p) = K_\lambda(p)$ . Bezeichnen wir schliesslich mit  $|\mathfrak{H}|$  den hyperbolischen Inhalt von  $\mathfrak{H}$ , so können wir die Lösung unseres Problems wie folgt formulieren:

**HAUPTSATZ.** Für  $t \rightarrow +\infty$  gilt:

$$N(\Gamma, p, t) = \frac{\pi}{2|\mathfrak{H}|} e^{2t} + \pi \sum_{0 < \lambda < 3/4} \frac{K_\lambda(p)}{\sqrt{1-\lambda}(1+\sqrt{1-\lambda})} e^{(1+\sqrt{1-\lambda})t} + O(e^{3/2t}).$$

Es ist zu erwarten, dass die Anwendung dieses Satzes auf gewisse arithmetisch definierte Bewegungsgruppen (siehe [5], p. 501–634) interessante zahlentheoretische Ergebnisse liefert. Darauf soll in einer späteren Arbeit eingegangen werden.

Ich möchte an dieser Stelle Herrn Prof. Dr. H. HUBER, der mich zu dieser Arbeit angeregt hat, für seine vielen wertvollen Hinweise meinen besten Dank aussprechen.

## 2. Das Eigenwertproblem $\Delta\varphi + \lambda\varphi = 0$ auf $\mathfrak{H}$

Die auf  $\mathfrak{H}$  bezüglich  $\Gamma$  automorphen Funktionen können als eindeutige Funktionen auf  $\mathfrak{H}/\Gamma$  aufgefasst werden. Enthält die Gruppe  $\Gamma$  keine Bewegungen mit Fixpunkten, so wird  $\mathfrak{H}/\Gamma$  eine geschlossene Riemannsche Mannigfaltigkeit und unser Eigenwertproblem kann im Rahmen der Theorie linearer Integralgleichungen mit symmetrischem Kern behandelt werden (vgl. [6] und insbesondere [7]). Dabei ergeben sich die bereits im ersten Abschnitt genannten Resultate. Die zum Eigenwert  $\lambda = 0$  gehörigen Eigenfunktionen sind offensichtlich harmonisch auf der geschlossenen Mannigfaltigkeit  $\mathfrak{H}/\Gamma$  und somit konstant;  $\varepsilon_0$  hat deshalb die Dimension 1 und  $\varphi = 1/\sqrt{|\mathfrak{F}|}$  ist normiertes Basiselement von  $\varepsilon_0$ . Im weiteren liefert die Integralgleichungstheorie den folgenden

**SATZ 1 (Entwicklungssatz).** *Ist  $f$  eine bezüglich  $\Gamma$  automorphe (reelle oder komplexe) Funktion, die nach den Koordinaten von  $\mathfrak{H}$  zweimal stetig differenzierbar ist, so konvergiert die Fourierreihe*

$$\sum_{\lambda} \int_{\mathfrak{F}} K_{\lambda}(p, q) f(q) dq$$

*absolut und gleichmäßig für alle  $p \in \mathfrak{H}$  und stellt  $f(p)$  dar.*

Für die Behandlung unseres Problemes ist es ausschlaggebend, dass alle bisher zum Eigenwertproblem  $\Delta\varphi + \lambda\varphi = 0$  gemachten Aussagen (inkl. Entwicklungssatz) auch dann richtig sind, wenn  $\Gamma$  Bewegungen mit Fixpunkten enthält.

**Beweis:** Es sei also  $\Gamma$  nicht mehr fixpunktfrei. Nach A. SELBERG ([8], p. 154) existiert ein fixpunktfreier Normalteiler  $N$  von  $\Gamma$  mit endlichem Index  $[\Gamma:N] = n$ . Ist dann  $S_1, S_2, \dots, S_n$  ein vollständiges Repräsentantensystem der Restklassen  $\Gamma$  mod  $N$ , so ist  $\mathfrak{F}_N = \bigcup_{l=1}^n S_l(\mathfrak{F})$  ein kompakter, messbarer Fundamentalbereich der Gruppe  $N$ .

Wir definieren wie früher

$$\varepsilon_{\lambda}(\Gamma) = \{\varphi \mid \varphi \in C^2(\mathfrak{H}), \varphi \circ S = \varphi \text{ für alle } S \in \Gamma, \Delta\varphi + \lambda\varphi = 0\}$$

und analog

$$\varepsilon_{\lambda}(N) = \{\varphi \mid \varphi \in C^2(\mathfrak{H}), \varphi \circ T = \varphi \text{ für alle } T \in N, \Delta\varphi + \lambda\varphi = 0\}.$$

Es ist offensichtlich  $\varepsilon_{\lambda}(N) \supset \varepsilon_{\lambda}(\Gamma)$  für jedes  $\lambda$ , wobei für  $\lambda = 0$  auf jeden Fall das Gleichheitszeichen besteht. Wie wir wissen, ist  $\dim \varepsilon_{\lambda}(N) = r$  stets endlich und somit erst recht  $\dim \varepsilon_{\lambda}(\Gamma) = s$  stets endlich und  $s \leq r$ .

Es bezeichne

$$\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_r$$

eine Orthonormalbasis von  $\varepsilon_\lambda(N)$  bezüglich des Skalarproduktes  $(\varphi_i, \varphi_k)_N = \int_{\mathfrak{F}_N} \varphi_i(p) \overline{\varphi_k(p)} dp$ . Wir dürfen und wollen annehmen, diese Orthonormalbasis sei so gewählt, dass die ersten  $s$  Basiselemente  $\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_s$  den Raum  $\varepsilon_\lambda(\Gamma)$  aufspannen. Der durch die restlichen Basiselemente  $\varphi_{s+1}, \varphi_{s+2}, \dots, \varphi_r$  aufgespannte Raum  $\varepsilon_\lambda(\Gamma)^\perp$  ist orthogonal zu  $\varepsilon_\lambda(\Gamma)$  im Sinne des eben definierten Skalarproduktes. Ist nun  $\varphi_i, \varphi_k \in \varepsilon_\lambda(\Gamma)$ , so gilt

$$\begin{aligned} (\varphi_i, \varphi_k)_N &= \int_{\mathfrak{F}_N} \varphi_i(p) \overline{\varphi_k(p)} dp = \int_{\bigcup_{l=1}^n S_l(\mathfrak{F})} \varphi_i(p) \overline{\varphi_k(p)} dp \\ &= \sum_{l=1}^n \int_{S_l(\mathfrak{F})} \varphi_i(p) \overline{\varphi_k(p)} dp = n \int_{\mathfrak{F}} \varphi_i(p) \overline{\varphi_k(p)} dp \end{aligned}$$

(Bei dieser Umformung wurde ausgenutzt, dass  $\varphi_i$  und  $\varphi_k$  bezüglich  $\Gamma$  automorph sind und dass das Volumenelement  $dp$  gegenüber den Bewegungen von  $\mathfrak{H}$  invariant ist. Diese Methode der Umformung wird im folgenden noch mehrmals angewendet).

Deshalb ist

$$\sqrt{n} \varphi_1, \sqrt{n} \varphi_2, \dots, \sqrt{n} \varphi_s$$

eine Orthonormalbasis von  $\varepsilon_\lambda(\Gamma)$  (im alten Sinne). Mit den eben eingeführten Bezeichnungen ergeben sich die folgenden Beziehungen (1)–(3).

$$\varphi \in \varepsilon_\lambda(N), \quad S \in \Gamma \Rightarrow \varphi \circ S \in \varepsilon_\lambda(N). \quad (1)$$

Ist nämlich  $T \in N$  beliebig, so existiert  $T^* \in N$  mit  $S \circ T = T^* \circ S$ , also

$$\varphi \circ S \circ T = \varphi \circ T^* \circ S = \varphi \circ S.$$

Weiter ist mit  $\Delta \varphi + \lambda \varphi = 0$  auch  $\Delta(\varphi \circ S) + \lambda(\varphi \circ S) = 0$ , da der Laplace–Beltrami–Operator bekanntlich bewegungsinvariant ist.

$$\varphi \in \varepsilon_\lambda(\Gamma)^\perp, \quad S \in \Gamma \Rightarrow \varphi \circ S \in \varepsilon_\lambda(\Gamma)^\perp. \quad (2)$$

Es genügt offenbar, diese Behauptung für die Basiselemente  $\varphi_i$  ( $i = s+1, s+2, \dots, r$ ) von  $\varepsilon_\lambda(\Gamma)^\perp$  nachzuweisen. Nach (1) ist jedenfalls  $\varphi_i \circ S \in \varepsilon_\lambda(N)$  und wir erhalten als Skalarprodukt mit einem beliebigen Basiselement  $\varphi_k$  ( $k = 1, 2, \dots, s$ ) von  $\varepsilon_\lambda(N)$

$$\begin{aligned} (\varphi_i \circ S, \varphi_k)_N &= \int_{\bigcup_{l=1}^n S_l(\mathfrak{F})} \varphi_i(S(p)) \overline{\varphi_k(p)} dp \\ &= \int_{\bigcup_{l=1}^n S_l \circ S(\mathfrak{F})} \varphi_i(p) \overline{\varphi_k(p)} dp = \int_{\bigcup_{l=1}^n S_l(\mathfrak{F})} \varphi_i(p) \overline{\varphi_k(p)} dp = (\varphi_i, \varphi_k)_N = 0. \end{aligned}$$

Daraus folgt sofort  $\varphi_i \circ S \in \varepsilon_\lambda(\Gamma)^\perp$ .

$$\sum_{l=1}^n \varphi_i \circ S_l = 0 \quad \text{für } i = s+1, s+2, \dots, r. \quad (3)$$

Denn es ist einerseits nach (2)  $\phi_i = \sum_{l=1}^n \varphi_i \circ S_l \in \varepsilon_\lambda(\Gamma)^\perp$  und andererseits wegen  $\phi_i \circ S = \sum_{l=1}^n \varphi_i \circ S_l \circ S = \sum_{l=1}^n \varphi_i \circ S_l = \phi_i$  für jedes  $S \in \Gamma$  auch  $\phi_i \in \varepsilon_\lambda(\Gamma)$ , also  $\phi_i = 0$ .

Entsprechend den früheren Bezeichnungen bilden wir jetzt

$$K_\lambda^N(p, q) = \sum_{i=1}^r \varphi_i(p) \overline{\varphi_i(q)}$$

und

$$K_\lambda(p, q) = \sum_{i=1}^s (\sqrt{n} \varphi_i(p)) (\overline{\sqrt{n} \varphi_i(q)}) = n \sum_{i=1}^s \varphi_i(p) \overline{\varphi_i(q)}.$$

Dann gilt

$$K_\lambda^N(p, q) = \frac{1}{n} K_\lambda(p, q) + \sum_{i=s+1}^r \varphi_i(p) \overline{\varphi_i(q)}.$$

Ersetzen wir hier das Argument  $p$  durch  $S_l(p)$  und summieren sodann über  $l = 1, 2, \dots, n$ , so erhalten wir wegen (3)

$$K_\lambda(p, q) = \sum_{l=1}^n K_\lambda^N(S_l(p), q). \quad (4)$$

Sei nun  $f \in C^2(\mathfrak{H})$  und automorph bezüglich  $\Gamma$ . Dann ist erst recht  $f$  automorph bezüglich  $N$  und wir können den klassischen Entwicklungssatz anwenden:

$$f(p) = \sum_{\lambda} \int_{\mathfrak{F}_N} K_\lambda^N(p, q) f(q) dq.$$

Wird hier wiederum  $p$  durch  $S_l(p)$  ersetzt und sodann über  $l = 1, 2, \dots, n$  summiert, so erhält man unter Berücksichtigung von (4)

$$\begin{aligned} nf(p) &= \sum_{\lambda} \int_{\mathfrak{F}_N} K_\lambda(p, q) f(q) dq \\ &= \sum_{\lambda} \int_{\bigcup_{l=1}^n S_l(\mathfrak{F})} K_\lambda(p, q) f(q) dq = n \sum_{\lambda} \int_{\mathfrak{F}} K_\lambda(p, q) f(q) dq, \end{aligned}$$

also in der Tat

$$f(p) = \sum_{\lambda} \int_{\mathfrak{F}} K_\lambda(p, q) f(q) dq \quad (5)$$

q.e.d.

Neben dem Entwicklungssatz benötigen wir noch eine Formel, welche die asymptotische Verteilung der  $K_\lambda(p)$  beschreibt.

Ist  $p \in \mathfrak{H}$ , so bezeichne  $\Gamma_p$  die Gruppe derjenigen Bewegungen  $S \in \Gamma$ , für die gilt:  $S(p) = p$ . Wegen der Diskontinuität von  $\Gamma$  ist die Ordnung dieser Gruppe ( $= \text{Ord } \Gamma_p$ ) endlich. Die erwähnte asymptotische Verteilung wird jetzt gegeben durch den

**SATZ 2.** *Es gilt*

$$\sum_{\lambda \leq x} K_\lambda(p) \sim \frac{\text{Ord } \Gamma_p}{6\pi^2} x^{3/2} \quad (6)$$

für  $x \rightarrow +\infty$ .

*Beweis:*  $N$  bezeichne wieder den fixpunktfreien Normalteiler von  $\Gamma$ ; dabei kann jetzt auch  $N = \Gamma$  sein, nämlich dann, wenn  $\Gamma$  schon fixpunktfrei ist. (In diesem Fall ist  $\text{Ord } \Gamma_p = 1$  für alle  $p$ ).

Der Arbeit [7] entnimmt man den folgenden – in seiner Formulierung für unsere Zwecke zugeschnittenen –

**HILFSSATZ.** *Die Dirichletreihe*

$$\sum_{\lambda > 0} \frac{K_\lambda^N(p, q)}{\lambda^s}$$

besitzt eine endliche Konvergenzabszisse  $\sigma(p, q)$ . In  $\text{Re } s > \sigma(p, q)$  gilt die Darstellung

$$\sum_{\lambda > 0} \frac{K_\lambda^N(p, q)}{\lambda^s} = \frac{\chi(p, q)}{4\pi^2} \frac{1}{s - \frac{3}{2}} + G_{(p, q)}(s)$$

wobei

$$\chi(p, q) = \begin{cases} 1 & \text{für } p \equiv q \pmod{N} \\ 0 & \text{für } p \not\equiv q \pmod{N} \end{cases}$$

und  $G_{(p, q)}$  holomorph ist in einem Gebiet, das  $\text{Re } s \geq \frac{3}{2}$  enthält.

Die Elemente von  $\Gamma_p: U_1 = \text{Id.}, U_2, \dots, U_m$  gehören paarweise verschiedenen Restklassen  $\Gamma \bmod N$  an. Denn aus einer Beziehung  $T \circ U_i = U_k$  mit  $T \in N$  folgt wegen  $U_i(p) = U_k(p) = p: T(p) = p$ , was wegen der Fixpunktfreiheit von  $N$  nur für  $T = \text{Id.}$ , also  $U_i = U_k$  möglich ist. Die Restklassen  $NU_i$  ( $i = 1, 2, \dots, m$ ) sind also paarweise disjunkt.  $U_{m+1}, U_{m+2}, \dots, U_n$  seien Repräsentanten der übrigen Restklassen  $\Gamma \bmod N$ . Hier gilt  $U_i(p) \not\equiv p \pmod{N}$ . Denn aus einer Beziehung  $U_i(p) = T(p)$  mit  $T \in N$  würde folgen:  $T^{-1} \circ U_i \in \Gamma_p$  und  $U_i$  würde bereits einer der Restklassen  $NU_k$  ( $k = 1, 2, \dots, m$ ) angehören. Aus dem Hilfssatz, Formel (4) und den besprochenen Eigenschaften des Repräsentantensystems  $U_1, U_2, \dots, U_n$  ergibt sich nacheinander: Für  $\text{Re } s > \max_{1 \leq l \leq n} \sigma(U_l(p), p)$  gilt

$$\sum_{\lambda > 0} \frac{K_\lambda(p)}{\lambda^s} = \sum_{l=1}^n \sum_{\lambda > 0} \frac{K_\lambda^N(U_l(p), p)}{\lambda^s}$$

Die Reihe links besitzt eine endliche Konvergenzabszisse  $\sigma$  und lässt sich über diese hinaus meromorph in ein Gebiet fortsetzen, das  $\operatorname{Re} s \geq \frac{3}{2}$  enthält. Die so fortgesetzte Funktion besitzt einen einzigen Pol, der in  $s = \frac{3}{2}$  liegt. Daraus und aus  $K_\lambda(p) \geq 0$  folgt nach einem Satz von LANDAU ([9], p. 880), dass  $\sigma = \frac{3}{2}$  sein muss. Zudem ist der Pol der fortgesetzten Funktion einfach und das Residuum ist wegen  $m = \operatorname{Ord} \Gamma_p$  gleich

$$\frac{\operatorname{Ord} \Gamma_p}{4\pi^2}$$

Die behauptete Formel (6) ergibt sich jetzt sofort aus dem Tauberschen Theorem von WIENER–IKEHARA ([10], p. 127).

### 3. Beweis des Hauptsatzes

1. Es sei  $F \in C^2(0, +\infty)$  eine reelle Funktion mit kompaktem Träger. Ist  $q \in \mathfrak{H}$  ein beliebiger Punkt, so betrachten wir die Funktion

$$f_q(p) = \sum_{S \in \Gamma} F(\varrho(S(p), q)).$$

Diese Funktion ist wohl definiert auf  $\mathfrak{H}$ , da  $\Gamma$  diskontinuierlich ist und  $F$  einen kompakten Träger besitzt. Außerdem ist offensichtlich  $f_q(p) \in C^2(\mathfrak{H})$  und automorph bezüglich  $\Gamma$ . Wir können deshalb auf diese Funktion den in Abschnitt 2 genannten Entwicklungssatz anwenden. Dazu berechnen wir zuerst die Fourierkoeffizienten.

2. Ist  $\varphi \in \varepsilon_\lambda$ , so erhalten wir als Fourierkoeffizienten

$$\left. \begin{aligned} & \int_{\mathfrak{H}} f_q(p) \overline{\varphi(p)} dp \\ &= \int_{\mathfrak{H}} \sum_{S \in \Gamma} F(\varrho(S(p), q)) \overline{\varphi(p)} dp = \sum_{S \in \Gamma} \int_{\mathfrak{H}} F(\varrho(S(p), q)) \overline{\varphi(S(p))} dp \\ &= \sum_{S \in \Gamma} \int_{S(\mathfrak{H})} F(\varrho(p, q)) \overline{\varphi(p)} dp = \int_{\mathfrak{H}} F(\varrho(p, q)) \overline{\varphi(p)} dp. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

3. Um das letzte Integral weiter ausrechnen zu können, führen wir in  $\mathfrak{H}$  *geodätische Polarkoordinaten* mit dem Pol  $q$  ein. Darunter ist folgendes zu verstehen: Ist  $\xi$  ein Punkt der zweidimensionalen euklidischen Sphäre  $\mathfrak{S} = \{\xi = (\xi_1, \xi_2, \xi_3) | \xi_1^2 + \xi_2^2 + \xi_3^2 = 1\}$  und  $\varrho$  eine reelle positive Zahl, so erhält man den Punkt  $p = (\xi, \varrho)$ , indem man auf dem durch die Richtung des Ortsvektors  $\vec{\xi}$  festgelegten geodätischen Strahl von  $q$  aus den Abstand  $\varrho$  abträgt. In diesen neuen Koordinaten nimmt die

metrische Fundamentalform die Gestalt

$$ds^2 = d\varrho^2 + \text{Sin}^2 \varrho d\sigma^2 \quad (2)$$

an, wenn  $d\sigma$  das (euklidische) Linienelement auf  $\mathfrak{S}$  bezeichnet (vgl. dazu etwa [11], p. 183). Daraus erhalten wir für das Volumenelement

$$dp = \text{Sin}^2 \varrho d\varrho d\xi, \quad (3)$$

wenn  $d\xi$  das (euklidische) Flächenelement auf  $\mathfrak{S}$  bezeichnet. (1) kann jetzt deshalb auch in der folgenden Gestalt

$$\int_0^\infty F(\varrho) \text{Sin}^2 \varrho \left( \int_{\mathfrak{S}} \phi(\xi, \varrho) d\xi \right) d\varrho \quad (4)$$

geschrieben werden, wenn wir  $\phi(\xi, \varrho) = \overline{\varphi(p)}$  setzen.

4. Es ist allgemein in einem  $n$ -dimensionalen Riemannschen Raum mit Koordinaten  $(x_1, x_2, \dots, x_n)$  und metrischer Fundamentalform

$$ds^2 = \sum_{i, k=1}^n g_{ik} dx_i dx_k$$

der Laplace–Beltrami-Operator  $\Delta$  gleich

$$\Delta = \frac{1}{\sqrt{-g}} \sum_{i=1}^n \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \sum_{k=1}^n g^{ik} + \sqrt{-g} \frac{\partial}{\partial x_k} \right), \quad (5)$$

wo  $g = \det(g_{ik})$ . Daraus erhalten wir nach einer kleineren Rechnung für den Laplace–Beltrami-Operator von  $\mathfrak{H}$ , ausgedrückt in geodätischen Polarkoordinaten,

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial \varrho^2} + 2 \operatorname{Ctg} \varrho \frac{\partial}{\partial \varrho} + \text{Sin}^{-2} \varrho \cdot \Delta_{\mathfrak{S}}, \quad (6)$$

wobei  $\Delta_{\mathfrak{S}}$  der Laplace–Beltrami-Operator von  $\mathfrak{S}$  ist.

5. Wir können nun (4) weiter ausrechnen, wenn wir benützen, dass  $\phi(\xi, \varrho)$  Eigenfunktion ist. Wegen (6) bedeutet dies

$$\frac{\partial^2}{\partial \varrho^2} \phi(\xi, \varrho) + 2 \operatorname{Ctg} \varrho \frac{\partial}{\partial \varrho} \phi(\xi, \varrho) + \text{Sin}^{-2} \varrho (\Delta_{\mathfrak{S}} \phi(\xi, \varrho)) + \lambda \phi(\xi, \varrho) = 0.$$

Durch Integration über  $\mathfrak{S}$  erhalten wir

$$\frac{\partial^2}{\partial \varrho^2} \int_{\mathfrak{S}} \phi(\xi, \varrho) d\xi + 2 \operatorname{Ctg} \varrho \frac{\partial}{\partial \varrho} \int_{\mathfrak{S}} \phi(\xi, \varrho) d\xi + \lambda \int_{\mathfrak{S}} \phi(\xi, \varrho) d\xi = 0$$

oder, wenn wir  $y = y(\varrho) = \int_{\xi} \phi(\xi, \varrho) d\xi$  setzen, die Differentialgleichung

$$y'' + 2 \operatorname{Ctg} \varrho y' + \lambda y = 0. \quad (7)$$

Diese Differentialgleichung geht durch die Substitution  $z = y \operatorname{Sin} \varrho$  über in

$$z'' + (\lambda - 1) z = 0.$$

Daraus erhalten wir als allgemeine Lösung von (7)

$$y = \left\{ \begin{array}{ll} \frac{1}{\operatorname{Sin} \varrho} (c_1 \varrho + c_2), & \text{für } \lambda = 1 \\ \frac{1}{\operatorname{Sin} \varrho} (c_1 \operatorname{Sin} \varrho + \sqrt{1 - \lambda} \varrho + c_2 \operatorname{Cos} \varrho + \sqrt{1 - \lambda} \varrho), & \text{für } \lambda < 1 \\ \frac{1}{\operatorname{Sin} \varrho} (c_1 \sin \varrho + \sqrt{\lambda - 1} \varrho + c_2 \cos \varrho + \sqrt{\lambda - 1} \varrho), & \text{für } \lambda > 1. \end{array} \right\} \quad (8)$$

Wegen

$$\lim_{\varrho \downarrow 0} \int_{\xi} \phi(\xi, \varrho) d\xi = \lim_{\varrho \downarrow 0} \int_{\xi} \overline{\varphi(p)} d\xi = \int_{\xi} \overline{\varphi(q)} d\xi = 4\pi \overline{\varphi(q)}$$

erhalten wir aus (8)

$$\int_{\xi} \phi(\xi, \varrho) d\xi = \left\{ \begin{array}{ll} 4\pi \overline{\varphi(q)} \frac{\varrho}{\operatorname{Sin} \varrho}, & \text{für } \lambda = 1 \\ \frac{4\pi \overline{\varphi(q)}}{\sqrt{1 - \lambda}} \frac{\operatorname{Sin} \varrho + \sqrt{1 - \lambda} \varrho}{\operatorname{Sin} \varrho}, & \text{für } \lambda < 1 \\ \frac{4\pi \overline{\varphi(q)}}{\sqrt{\lambda - 1}} \frac{\sin \varrho + \sqrt{\lambda - 1} \varrho}{\operatorname{Sin} \varrho}, & \text{für } \lambda > 1 \end{array} \right.$$

und somit für (4)

$$\int_{\mathfrak{F}} f_q(p) \overline{\varphi(p)} dp = \left\{ \begin{array}{ll} 4\pi \overline{\varphi(q)} \int_0^{\infty} F(\varrho) \varrho \operatorname{Sin} \varrho d\varrho, & \text{für } \lambda = 1 \\ \frac{4\pi \overline{\varphi(q)}}{\sqrt{1 - \lambda}} \int_0^{\infty} F(\varrho) \operatorname{Sin} \varrho + \sqrt{1 - \lambda} \varrho \operatorname{Sin} \varrho d\varrho, & \text{für } \lambda < 1 \\ \frac{4\pi \overline{\varphi(q)}}{\sqrt{\lambda - 1}} \int_0^{\infty} F(\varrho) \sin \varrho + \sqrt{\lambda - 1} \varrho \operatorname{Sin} \varrho d\varrho, & \text{für } \lambda > 1. \end{array} \right\} \quad (9)$$

## 6. Wir setzen zur Abkürzung

$$\alpha = \alpha(\lambda) = +\sqrt{|1 - \lambda|}.$$

Die Anwendung des Entwicklungssatzes liefert jetzt

$$\begin{aligned} f_q(p) &= \sum_{0 \leq \lambda < 1} \frac{4\pi}{\alpha} K_\lambda(p, q) \int_0^\infty F(\varrho) \sin \alpha \varrho \sin \varrho d\varrho \\ &\quad + 4\pi K_1(p, q) \int_0^\infty F(\varrho) \varrho \sin \varrho d\varrho + \sum_{\lambda > 1} \frac{4\pi}{\alpha} K_\lambda(p, q) \int_0^\infty F(\varrho) \sin \alpha \varrho \sin \varrho d\varrho. \end{aligned}$$

Spezialisieren wir diese Formel auf den Fall  $p = q$  und beachten wir noch, dass  $K_0(p, q) = 1/|\mathfrak{F}|$ , so bekommen wir schliesslich

$$\left. \begin{aligned} &\sum_{S \in \Gamma} F(\varrho(S(p), p)) \\ &= \frac{4\pi}{|\mathfrak{F}|} \int_0^\infty F(\varrho) \sin^2 \varrho d\varrho + 4\pi \sum_{0 < \lambda < 1} \frac{K_\lambda(p)}{\alpha} \int_0^\infty F(\varrho) \sin \varrho \sin \alpha \varrho d\varrho \\ &\quad + 4\pi K_1(p) \int_0^\infty F(\varrho) \varrho \sin \varrho d\varrho + 4\pi \sum_{\lambda > 1} \frac{K_\lambda(p)}{\alpha} \int_0^\infty F(\varrho) \sin \varrho \sin \alpha \varrho d\varrho. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Diese Entwicklung ist also richtig für jede reelle Funktion  $F \in C^2(0, +\infty)$  mit kompaktem Träger.

7. Es sei  $g(\varrho) \in C^3[1, 2]$  reell und erfülle die Bedingungen

$$g'(\varrho) \geq 0 \quad \text{für } \varrho \in [1, 2]$$

$$g(1) = 0, g(2) = 1 \quad g^{(i)}(1) = g^{(i)}(2) = 0 \quad \text{für } i = 1, 2, 3.$$

(Ein solches  $g$  gibt es offensichtlich). Bei fest gewähltem  $t$ , das etwa grösser als 3 sein soll, definieren wir die Funktion  $F_t(\varrho)$  durch

$$F_t(\varrho) = \begin{cases} 0, & \text{für } 0 \leq \varrho < 1 \\ g(\varrho), & \text{für } 1 \leq \varrho \leq 2 \\ 1, & \text{für } 2 < \varrho < t \\ k(\varrho) = g(2 - (\varrho - t) e^{t/2}), & \text{für } t \leq \varrho \leq t + e^{-t/2} \\ 0, & \text{für } \varrho > t + e^{-t/2} \end{cases}$$

und die Funktion  $G_t(\varrho)$  durch

$$G_t(\varrho) = \begin{cases} F_t(\varrho), & \text{für } 0 \leq \varrho \leq t - e^{-t/2} \\ F_t(\varrho + e^{-t/2}), & \text{für } \varrho > t - e^{-t/2}. \end{cases}$$

Anhand des Verlaufes dieser beiden Funktionen macht man sich leicht die beiden folgenden Ungleichungen klar:

$$\sum_{S \in \Gamma} G_t(\varrho(S(p), p)) \leq N(\Gamma, p, t) \leq N(\Gamma, p, 2) + \sum_{S \in \Gamma} F_t(\varrho(S(p), p)). \quad (11)$$

Da  $F_t(\varrho) \in C^2(0, +\infty)$  ist und kompakten Träger besitzt, lässt sich auf die rechte Seite von (11) die Entwicklung (10) anwenden. Wir untersuchen im folgenden (8.–11.) die dabei entstehenden Integrale.

8. Es ist

$$\int_0^\infty F_t(\varrho) \sin^2 \varrho d\varrho = \int_1^2 g(\varrho) \sin^2 \varrho d\varrho + \int_2^t \sin^2 \varrho d\varrho + \int_t^{t+e^{-t/2}} k(\varrho) \sin^2 \varrho d\varrho$$

Beachten wir

$$\int_2^t \sin^2 \varrho d\varrho = \frac{e^{2t}}{8} + O(t) \quad \text{für } t \rightarrow +\infty$$

und

$$\left| \int_t^{t+e^{-t/2}} k(\varrho) \sin^2 \varrho d\varrho \right| \leq \int_t^{t+e^{-t/2}} \sin^2 \varrho d\varrho \leq e^{-t/2} \sin^2(t + e^{-t/2}) = O(e^{3/2 t}),$$

so bekommen wir

$$\int_0^\infty F_t(\varrho) \sin^2 \varrho d\varrho = \frac{e^{2t}}{8} + O(e^{3/2 t}) \quad \text{für } t \rightarrow +\infty. \quad (12)$$

9. Es ist

$$\begin{aligned} \int_0^\infty F_t(\varrho) \sin \varrho \sin \alpha \varrho d\varrho &= \int_1^2 g(\varrho) \sin \varrho \sin \alpha \varrho d\varrho + \int_2^t \sin \varrho \sin \alpha \varrho d\varrho \\ &\quad + \int_t^{t+e^{-t/2}} k(\varrho) \sin \varrho \sin \alpha \varrho d\varrho. \end{aligned}$$

Wegen  $0 < \alpha < 1$  ist

$$\int_2^t \sin \varrho \sin \alpha \varrho d\varrho = \frac{e^{(1+\alpha)t}}{4(1+\alpha)} + O(e^t)$$

und

$$\left| \int_t^{t+e^{-t/2}} k(\varrho) \sin \varrho \sin \alpha \varrho d\varrho \right| \leq \int_t^{t+e^{-t/2}} \sin^2 \varrho d\varrho = O(e^{3/2} t),$$

mithin

$$\int_0^\infty F_t(\varrho) \sin \varrho \sin \alpha \varrho d\varrho = \frac{e^{(1+\alpha)t}}{4(1+\alpha)} + O(e^{3/2} t) \quad \text{für } t \rightarrow +\infty. \quad (13)$$

10. Es ist

$$\int_0^\infty F_t(\varrho) \varrho \sin \varrho d\varrho = \int_1^2 g(\varrho) \varrho \sin \varrho d\varrho + \int_2^t \varrho \sin \varrho d\varrho + \int_t^{t+e^{-t/2}} k(\varrho) \varrho \sin \varrho d\varrho.$$

Wegen

$$\int_2^t \varrho \sin \varrho d\varrho = O(te^t)$$

und

$$\int_t^{t+e^{-t/2}} k(\varrho) \varrho \sin \varrho d\varrho = O(te^{t/2})$$

folgt

$$\int_0^\infty F_t(\varrho) \varrho \sin \varrho d\varrho = O(te^t) \quad \text{für } t \rightarrow +\infty. \quad (14)$$

11. Wegen  $g(\varrho) \in C^3 [1, 2]$  sind die Maxima

$$M_i = \max_{1 \leq \varrho \leq 2} |g^{(i)}(\varrho)| \quad i = 0, 1, 2, 3$$

endlich und somit auch  $M = \max_{0 \leq i \leq 3} M_i$  endlich. Daraus und aus der Definition  $k(\varrho) = g(2 - (\varrho - t)e^{t/2})$  ergibt sich für  $i = 0, 1, 2, 3$

$$\begin{aligned} \max_{t \leq \varrho \leq t+e^{-t/2}} |k^{(i)}(\varrho)| &= \max_{t \leq \varrho \leq t+e^{-t/2}} |(-1)^i e^{it/2} g^{(i)}(2 - (\varrho - t)e^{t/2})| \\ &= e^{it/2} \max_{1 \leq \varrho \leq 2} |g^{(i)}(\varrho)| \leq e^{it/2} M, \end{aligned}$$

also

$$\max_{t \leq \varrho \leq t+e^{-t/2}} |k^{(i)}(\varrho)| = O(e^{it/2}) \quad \text{für } t \rightarrow +\infty. \quad (15)$$

Anhand dieser Beziehung schätzen wir das Integral

$$\int_0^\infty F_t(\varrho) \sin \varrho \sin \alpha \varrho d\varrho$$

auf zwei Arten ab.

(A) Die partielle Integration liefert unter Beachtung der Definition von  $F_t(\varrho)$

$$\begin{aligned} \int_0^\infty F_t(\varrho) \sin \varrho \sin \alpha \varrho d\varrho &= \frac{1}{\alpha} \int_0^\infty (F_t(\varrho) \sin \varrho)' \cos \alpha \varrho d\varrho \\ &= \frac{1}{\alpha} \left[ \int_1^2 (g(\varrho) \sin \varrho)' \cos \alpha \varrho d\varrho + \int_2^t \cos \varrho \cos \alpha \varrho d\varrho + \int_t^{t+e^{-t/2}} (k(\varrho) \sin \varrho)' \cos \alpha \varrho d\varrho \right] \end{aligned}$$

Man sieht sofort, dass  $\int_2^t \cos \varrho \cos \alpha \varrho d\varrho = 0(e^t)$ . Zudem ergibt sich unter Benutzung von (15)

$$\left| \int_t^{t+e^{-t/2}} (k(\varrho) \sin \varrho)' \cos \alpha \varrho d\varrho \right| \leq \int_t^{t+e^{-t/2}} |(k(\varrho) \sin \varrho)'| d\varrho \leq e^{-t/2} O(e^{t/2}) O(e^t) = O(e^t),$$

also zusammengefasst

$$\int_0^\infty F_t(\varrho) \sin \varrho \sin \alpha \varrho d\varrho = \frac{1}{\alpha} O(e^t) \quad \text{für } t \rightarrow +\infty. \quad (16)$$

(B) Dreimalige partielle Integration liefert unter Beachtung der Definition von  $F_t(\varrho)$

$$\begin{aligned} \int_0^\infty F_t(\varrho) \sin \varrho \sin \alpha \varrho d\varrho &= -\frac{1}{\alpha^3} \int_0^\infty (F_t(\varrho) \sin \varrho)''' \cos \alpha \varrho d\varrho \\ &= -\frac{1}{\alpha^3} \left[ \int_1^2 (g(\varrho) \sin \varrho)''' \cos \alpha \varrho d\varrho + \int_2^t \cos \varrho \cos \alpha \varrho d\varrho \right. \\ &\quad \left. + \int_t^{t+e^{-t/2}} (k(\varrho) \sin \varrho)''' \cos \alpha \varrho d\varrho \right]. \end{aligned}$$

Einerseits folgt unmittelbar  $\int_2^t \cos \varrho \cos \alpha \varrho d\varrho = 0(e^t)$ , andererseits folgt wegen (15)

$$\left| \int_t^{t+e^{-t/2}} (k(\varrho) \sin \varrho)^''' \cos \alpha \varrho d\varrho \right| \leq \int_t^{t+e^{-t/2}} |(k(\varrho) \sin \varrho)^'''| d\varrho \leq e^{-t/2} O(e^{3/2 t}) O(e^t) = O(e^{2 t}),$$

also zusammen

$$\int_0^\infty F_t(\varrho) \sin \varrho \sin \alpha \varrho d\varrho = \frac{1}{\alpha^3} O(e^{2 t}) \quad \text{für } t \rightarrow +\infty. \quad (17)$$

12. Aus dem im zweiten Abschnitt hergeleiteten asymptotischen Verhalten von  $M(x) = \sum_{\lambda \leq x} K_\lambda(p)$  folgt die Konvergenz der Reihe  $\sum_{\lambda} (K_\lambda(p)/\alpha^4)$ , genauer:

$$\sum_{\lambda \geq \lambda_0} \frac{K_\lambda(p)}{\alpha^4} = \int_{\lambda_0}^\infty \frac{dM(x)}{(x-1)^2} = \left[ \frac{M(x)}{(x-1)^2} \right]_{\lambda_0}^\infty + 2 \int_{\lambda_0}^\infty \frac{M(x)}{(x-1)^3} dx$$

und daher

$$\sum_{\lambda \geq \lambda_0} \frac{K_\lambda(p)}{\alpha^4} = O\left(\frac{1}{\sqrt{\lambda_0}}\right) \quad \text{für } \lambda_0 \rightarrow +\infty. \quad (18)$$

Analog ergibt sich:

$$\sum_{\lambda < \lambda_0} \frac{K_\lambda(p)}{\alpha^2} = O(\sqrt{\lambda_0}) \quad \text{für } \lambda_0 \rightarrow +\infty. \quad (19)$$

Unter Benutzung von (16) und (17) folgt für jedes  $\lambda_0 > 1$ :

$$\sum_{\lambda > 1} \frac{K_\lambda(p)}{\alpha} \int_0^\infty F_t(\varrho) \sin \varrho \sin \alpha \varrho d\varrho = O(e^t) \sum_{1 < \lambda < \lambda_0} \frac{K_\lambda(p)}{\alpha^2} + O(e^{2 t}) \sum_{\lambda \geq \lambda_0} \frac{K_\lambda(p)}{\alpha^4}.$$

Wählen wir insbesondere  $\lambda_0 = e^t$  und beachten wir (18) und (19), so erhalten wir schliesslich:

$$\sum_{\lambda > 1} \frac{K_\lambda(p)}{\alpha} \int_0^\infty F_t(\varrho) \sin \varrho \sin \alpha \varrho d\varrho = O(e^{3/2 t}) \quad \text{für } t \rightarrow +\infty. \quad (20)$$

13. Die Anwendung von (10) auf die rechte Seite von (11) liefert unter Beachtung von (12)–(14) und (20)

$$N(\Gamma, p, t) \leq \frac{\pi}{2|\Im|} e^{2 t} + \pi \sum_{0 < \lambda < 3/4} \frac{K_\lambda(p)}{\alpha(1+\alpha)} e^{(1+\alpha)t} + R(t), \quad (21)$$

wobei  $R(t) = O(e^{3/2 t})$  für  $t \rightarrow +\infty$ .

Man sieht leicht, dass die Beziehungen (12)–(14) und (20) richtig bleiben, wenn  $F_t(\varrho)$  durch  $G_t(\varrho)$  ersetzt wird. Deshalb liefert die Anwendung von (10) auf die linke Seite von (11) wiederum die Ungleichung (21), jedoch mit umgekehrtem Ungleichheitszeichen. Daraus ergibt sich aber der im ersten Abschnitt ausgesprochene Hauptatz.

#### LITERATURANGABEN

- [1] HUBER, H., *Über eine neue Klasse automorpher Funktionen und ein Gitterpunktproblem in der hyperbolischen Ebene*, Comment. Math. Helv. 30, 20–62 (1956).
- [2] HUBER, H., *Zur analytischen Theorie hyperbolischer Raumformen und Bewegungsgruppen*, Math. Ann. 138, 1–26 (1959); 142, 385–398 (1961); 143, 463–464 (1961).
- [3] HERRMANN, O., *Über die Verteilung der Längen geodätischer Lote in hyperbolischen Raumformen*, Math. Ztschr. 79, 323–343 (1962).
- [4] HERRMANN, O., *Eine neue Klasse von Gitterpunktproblemen im hyperbolischen Raum I*, Math. Ann. 168, 105–110 (1967).
- [5] FRICKE, R. und KLEIN, F., *Vorlesungen über die Theorie der automorphen Funktionen*, Band 1 (Teubner, Leipzig 1897).
- [6] HILBERT, D., *Grundzüge einer allgemeinen Theorie der linearen Integralgleichungen* (Teubner, Leipzig und Berlin 1912).
- [7] MINAKSHISUNDARAM, S. und PLEIJEL, A., *Some Properties of the Eigenfunctions of the Laplace-Operator on Riemannian Manifolds*, Canad. Journ. of Math. 1, 242–256 (1949).
- [8] SELBERG, A., *On Discontinuous Groups in Higher-Dimensional Symmetric Spaces*, Contr. to Function Theory (Tata Institute, Bombay 1960), 147–164.
- [9] LANDAU, E., *Handbuch der Lehre von der Verteilung der Primzahlen* (Teubner, Leipzig und Berlin 1909).
- [10] WIENER, N., *The Fourier Integral and Certain of Its Applications* (University Press, Cambridge, 1933).
- [11] DUSCHEK, A. und MAYER, W., *Lehrbuch der Differentialgeometrie*, Band 2 (Teubner, Leipzig und Berlin 1930).

Eingegangen den 14. Januar 1968