

液态金属电磁泵

И. А. 丘京 著

科学出版社



液态金属电磁泵

И. А. 丘京 著

严 陆 光 译

362154

科学出版社

И. А. ТЮТИН
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ НАСОСЫ
ДЛЯ ЖИДКИХ МЕТАЛЛОВ

Редакционная коллегия
И. М. Кирко (ответственный редактор)
Ю. А. Бирзвалкс, Я. Я. Лиелпетерис, А. Э. Микельсон
Издательство Академии наук
Латвийской ССР

內 容 簡 介

本书介绍了各种类型电磁泵的工作原理,叙述了它们的理论、计算与结构,特别着重讨论了泵沟中的速度分布、压强损失和行波场的衰减问题。

本书可供从事电磁泵研究、试制及应用的工程技术人员阅读,亦可供与应用电磁流体力学有关的科学工作者参考。

液 态 金 属 电 磁 泵

И. А. 丘 京 著

严 陆 光 译

*

科 学 出 版 社 出 版

北京朝阳门大街 117 号

北京市书刊出版业营业许可证出字第 061 号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1964 年 7 月第 一 版 开本: 850×1168 1/32
1964 年 7 月第一次印刷 印张: 3 9/16
印数: 0001—4,300 字数: 90,000

统一书号: 15031·152

本社书号: 3011·15

定价: [科七] 0.60 元

原著編者的話

著者在拉脫維亞科學院物理研究所多年從事于應用電磁流體力學問題的研究。他曾領導一組科學工作者和研究生進行了電磁泵的理論與實驗研究，以及電磁泵的計算工作。這些工作是與實際需求緊密結合的。工作的結果已發表在“應用電磁流體力學”文集（拉脫維亞科學院物理研究所文集第八集，一九五六年版）和其他刊物中。

著者本想對電磁泵寫一總結性的論著來系統地講述電磁泵的理論、計算方法和結構原理。但疾病和早死（一九五七年五月）使著者沒能完成這項工作。在所有這些複雜和重要的問題中，他只能詳細地寫成有關泵溝中的速度分布、壓強損失和行波場的衰減的部分。

儘管著者的手稿並未結束，它卻有着很大的理論與實際意義，因此我們決定將它出版。本書的編輯工作基本上是将材料條理化。

И. М. 基 尔 科 (主編)

Ю. А. 比 尔 茲 瓦 勒 克 斯

Я. Я. 里 耶 勒 彼 捷 利 斯

А. Э. 米 克 里 松

目 录

原著編者的話·····	v
引言·····	1
第一章 应用电磁流体力学的若干一般問題·····	3
§ 1. 应用电磁流体力学的基本方程·····	3
§ 2. 当有垂直均匀磁場时两平面間的液态金属的层流运动·····	6
§ 3. 液态金属磁流体流动的稳定性·····	12
第二章 电导式电磁泵·····	17
§ 1. 工作原理与一般知識·····	17
§ 2. 理想直流泵·····	19
§ 3. 液态金属中的电流反应(“电枢”反应)·····	23
§ 4. 直流泵中的边缘效应·····	30
§ 5. 实际直流泵的初步理論·····	36
§ 6. 直流泵的計算与結構原理·····	40
§ 7. 交流单相泵(电导式)·····	45
§ 8. 单相泵的工作原理·····	46
第三章 三相感应泵·····	51
§ 1. 历史概述·····	51
§ 2. 三相感应泵的工作原理和概述·····	52
§ 3. 感应泵中过程的理論研究的原始方程和基本前提·····	59
§ 4. 在行波磁場作用下沒有衰减时窄沟中液态金属的层流流动·····	60
§ 5. 理想三相感应泵的理論·····	62
§ 6. 考虑电磁場衰减时平面感应泵有效区中过程的描述·····	64
§ 7. 考虑热絕緣层与金属泵沟壁存在及当 $\nu =$ 常数而 $B \neq$ 常数时的平面綫性感应泵理論·····	71
§ 8. 感应泵的效率·····	80
§ 9. 在圓柱型綫性泵泵沟中压强的磁流体动力損失与层流流动的速度分布·····	82

§ 10. 連續导电圓柱体中行波电磁場的衰減·····	86
§ 11. 圓柱型綫性泵理論中考虑磁場衰減时的若干問題·····	88
§ 12. 螺綫型泵理論的特点·····	90
§ 13. 有关三相感应泵設計与制造的某些数据·····	97
参考文献·····	100

引 言

党和政府(指苏联)认为必须大大加快机械化的速度和在工业中推广全盘自动化。工业发展计划规定了大大增加自动线装备的生产,研究试制基于科学最新成就的自动化工具,提出了由个别机组和个别工序的自动化过渡到整个工艺过程和整个车间的自动化并建立完全自动化的企业的要求。

从这些任务着眼,铸造生产是引人注意的。在铸造生产中,在应用着技术上完善的装备和控制设备的同时,还使用着早已过时的液态金属的输送和浇铸系统。例如,在给现代有色金属压力铸造机或给永久性铸模的输送带供应熔融金属时使用的是起重机的盛铁桶或手杓。这种输送系统与自动化的、连续的铸造生产的要求相差很远。它阻碍着铸造事业的进一步发展。

原子能动力是应用电磁泵的另一广阔领域。苏联现行的七年计划很注意原子能动力在国民经济中的发展。在这个重要的技术领域,电磁泵的应用已得到了公认和推广。

如所周知,现代核动力装置的主要工作原理是:在反应堆中将核能变为热能,再将热能用液态(或气态)传热介质引到热交换器。在这些装置里所应用的传热介质中,液态金属(钠、钾、铯)占有重要地位。利用液态金属可以建立方便而有效的高温低压循环系统。在1—10公斤/厘米²的压力下作为驱使液体流动的装置一般就使用电磁泵。从各方面来说,它最适合于这种工作条件。

在反应堆工艺中液态金属不仅可用作传热介质,而且可用作在其中分布核燃料的介质(均匀反应堆),以及可用作直接提取反应堆工作时生成的裂变产物的溶剂。

电磁泵的应用远远不限于铸造生产和原子能动力这两个领域。在其他工业中,当需要在封闭或开口回路中输送液态金属时,

电磁泵都很好地得到了或能得到应用。例如，在各种不同的使用液态金属做为冷却剂或传热介质的热力装置和蒸气动力装置中需用电磁泵，在化学工业中生产染料及化学试剂时用电磁泵来抽送熔融金属(鋅等)。

在石油工业中有着应用浸沉的电磁泵进行钻井工作的經驗^[1-4]。在印刷工业中研究成了用电磁增压器产生压力的压力鑄造装置，提出了使用液态金属的伺服电动机和压力机的建議^[5,6]。

按工作原理來說，电磁泵和电机相似。但在电磁泵中有磁流体动力現象，而电机中沒有，在結構上它們也有很大的区别。因此，無論在理論方面或在計算方法方面，电磁泵都有一些特点。

本书討論液态金属电磁泵的理論、計算和結構的一些問題。全书共分三章，其中第一章的內容是进一步分析泵中过程所必需的理論基础。在分析和計算部分中使用实用单位制(MKCA)。

第 一 章

应用电磁流体力学的若干一般問題

§ 1. 应用电磁流体力学的基本方程

电磁流体力学是最近十五—二十年来电动力学中由于研究宇宙物体和扩散物质中的现象而产生的一个較新的領域。在这个領域中,絕大部分理論工作都和宇宙物理的專門問題有关,但也有一些关于在小体积导电液体中实验观察到的磁流体动力现象的工作。这后一部分电磁流体力学最近具有了独立的和重要的现实意义,它可被称为应用电磁流体力学或工程电磁流体力学。

应用电磁流体力学研究磁場对于液态金属中的流体动力或流体热力过程的影响。显然,只有当电磁力的大小可与压力和粘滯力相比时,磁場的影响才能被察觉到。

下面我們將研究磁場对于导电液体沿窄沟流动时的速度分布的影响,磁場对于流动稳定性和压強損失的影响,以及其他一些直接与电磁泵的理論和計算有关的电磁流体力学問題。

描述磁流体动力现象,在分析上要用緩慢运动介质的电动力学方程和流体动力方程的联立方程組。就电动力学來說,在所研究条件下的基本方程是:

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{j}, \quad (\text{I-1})$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}; \quad (\text{I-2})$$

$$\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}); \quad (\text{I-3})$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}. \quad (\text{I-4})$$

上列各式中除通用符号外,設:

$\mathbf{v}$ 代表流体速度,
 $\mathbf{j}$ 代表电流密度,
 σ 代表液体电导率.

引入矢位 $\mathbf{A}$ ($\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$) 后,可得:

$$\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \text{grad } \varphi. \quad (\text{I-5})$$

使用式 (I-1)—(I-5) 諸关系并考虑到 $\text{div } \mathbf{A} = 0$, 則得表征导电流体流的电动力状态的电磁流体力学第一基本方程:

$$\Delta \mathbf{A} = \mu \sigma \left(\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \text{grad } \varphi - \mathbf{v} \times \text{rot } \mathbf{A} \right) \quad (\text{I-6})$$

对式 (I-3) 取散度,并考虑到式 (I-5) 的关系,又由于电流密度的連續性*),可得:

$$\Delta \varphi = \text{div } (\mathbf{v} \times \text{rot } \mathbf{A}). \quad (\text{I-7})$$

对式 (I-1) 取旋度并利用式 (I-2)—(I-4) 諸关系后,則可再引入方程:

$$\Delta \mathbf{B} = \mu \sigma \left(\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \text{rot } [\mathbf{v} \times \mathbf{B}] \right). \quad (\text{I-8})$$

以后我們將主要使用方程 (I-6). 又在考虑应用电磁流体力学問題时,通常可設:

$$\text{grad } \varphi = 0, \quad (\text{I-9})$$

在这种条件下,电磁流体力学第一基本方程成为:

$$\Delta \mathbf{A} = \mu \sigma \left(\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \mathbf{v} \times \text{rot } \mathbf{A} \right). \quad (\text{I-6a})$$

方程 (I-9) 的物理意义可从表示欧姆定律的方程,即:

$$\mathbf{j} = \sigma \left(-\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \text{grad } \varphi + \mathbf{v} \times \text{rot } \mathbf{A} \right) \quad (\text{I-3a})$$

看出. 此方程右端括号内的第1、第3两项表示交变磁场在导电流体中由感应而产生的电场强度. 左端的项,在除以 σ 后,为流体中的“欧姆压降”. 若上两部分彼此相等,則 $\text{grad } \varphi = 0$. 这个条件的成立又与一些其他条件有关.

*) 即 $\text{div } \mathbf{j} = 0$.——譯者注

再从流体力学来说，不可压缩流体的动力行为是用著名的流体动力方程（納維叶-斯托克斯方程）和連續性方程来描述的。前者为：

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = \frac{1}{\delta} \frac{d\mathbf{F}}{dV} - \frac{1}{\delta} \nabla p + \nu \Delta \mathbf{v}, \quad (\text{I-10})$$

后者为： $\operatorname{div} \mathbf{v} = 0,$ (I-11)

式中 δ 为流体的质量密度，
 p 为压强，
 $\nu = \eta/\delta$ 为运动粘滞系数，
 η 为动力粘滞系数。

方程 (I-10) 左端第 1 项是在空间中某一确定点的流体加速度，而等式整个左端两项之和是我们所研究其运动的某一给定流体质点的加速度（考虑了该质点的位移）。方程右端第 1 项是在单位体积所受外力（在所研究情况中是电磁力）作用下产生的加速度，第 2 项是由于压强梯度而产生的加速度，第 3 项是由于粘滞性摩擦力而产生的加速度。

单位体积流体中的电磁力为：

$$\frac{d\mathbf{F}}{dV} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} = \sigma \left[\left(-\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \mathbf{v} \times \operatorname{rot} \mathbf{A} \right) \times \operatorname{rot} \mathbf{A} \right]^*). \quad (\text{I-12})$$

将上式代入納維叶-斯托克斯方程，即得电磁流体力学第二基本方程：

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = & \frac{\sigma}{\delta} \left[\left(-\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \mathbf{v} \times \operatorname{rot} \mathbf{A} \right) \times \operatorname{rot} \mathbf{A} \right] - \\ & - \frac{1}{\delta} \nabla p + \nu \Delta \mathbf{v}. \end{aligned} \quad (\text{I-13})$$

电磁流体力学的某些边界条件对于电磁泵中过程的研究有着实际意义。这些边界条件是和有磁场存在时导电流体沿直线管道流动的有关现象的研究相联系的。这些条件又可分为定常的和非定常的。在定常条件下，研究层流或湍流式的稳态电磁流体动力

*) 这里也假设了 $\operatorname{grad} \varphi = 0$ 。——譯者注

現象，而非定常条件則与流体的电动力过渡过程或流体动力过渡过程有关。

在所有定常条件中，我們將仅研究式 (I-13) 的左端为零这个特殊定常情况。就应用于电磁泵來說，我們將仅研究在平面窄沟或在环形渠道中的液体层流情况。在这类定常情况下，式 (I-13) 将为：

$$\frac{\sigma}{\delta} \left[\left(-\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \mathbf{v} \times \text{rot} \mathbf{A} \right) \times \text{rot} \mathbf{A} \right] - \frac{1}{\delta} \Delta p + \nu \Delta \mathbf{v} = 0. \quad (\text{I-13a})$$

在上式中和式 (I-12), (I-13) 相同也假設了 $\text{grad } \varphi = 0$ 。

在非定常条件中，我們最感兴趣的是有磁場存在时液态金属运动的稳定性問題。这个問題的解决确定着从层流到湍流的过渡界限。

§ 2. 当有垂直均匀磁場时两平面間的 液态金屬的层流运动

在两平面所成的窄沟間隙中 (图 1), 由于在某段 L 上压力差

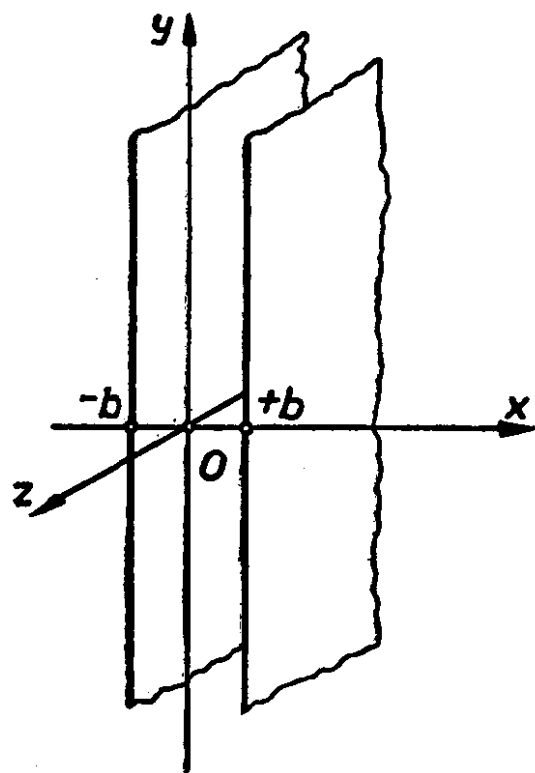


图 1

作用的结果，設液态金属沿 z 軸正向运动，而磁通密度矢量 B_x 和液态金属的速度矢量 $\mathbf{v}$ 相垂直。显然，在液态金属中将感应产生电流，而电流密度矢量系沿 y 軸方向。电流与磁場的相互作用将产生作用在流体质点上的电磁力 F ，此力的方向为沿 z 軸的負向，即与速度矢量 $\mathbf{v}$ 的方向相反。由于在平面壁上的液体流动速度等于零，可知：液态金属中产生的电磁力将由 $x = \pm b$ 平面附近的很小数值变化到 $x = 0$ 平面上的最大

值。因此，磁場对液流的制动作用在間隙中部比壁面附近要强的

多,从而导致了間隙截面上的速度分布和沒有磁場时的分布不同。

讓我們回忆一下沒有磁場时的层流理論。此时在厚为 dx 的液层的单位表面积上将作用有总摩擦力:

$$F_z = \eta \frac{d^2 v}{dx^2} dx. \quad (\text{I-14})$$

这个摩擦力被压力降落 $\frac{p}{L} dx$ 所克服, 此处 L 为間隙沿 z 軸的长度, p 为驅使液体沿沟流动所需的压强。由此, 有:

$$\frac{d^2 v}{dx^2} = - \frac{p}{\eta L}. \quad (\text{I-15})$$

将上式积分并考虑到当 $x = \pm b$ 时 $v = 0$ 的边界条件, 我們就得到在間隙截面上拋物綫式的速度分布, 即:

$$v = \frac{p}{2\eta L} (b^2 - x^2). \quad (\text{I-16})$$

通过截面的平均流速为:

$$v_{\text{cp}} = \frac{1}{b} \int_0^b v dx = \frac{pb^2}{3\eta L}. \quad (\text{I-17})$$

由粘滯性摩擦而招致的压强損失为:

$$p = \Delta p_0 = \frac{3\eta L v_{\text{cp}}}{b^2}. \quad (\text{I-18})$$

讓我們再看一下有磁場时的这个同一过程。若将磁通密度矢量、速度矢量和压强梯度值, 即: $B = B_z$, $v = v_z$, $\nabla p_0 = \frac{p}{L}$, $(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = -vB^2 \mathbf{e}_z$, (此处 $\mathbf{e}_z$ 为沿 z 軸的单位矢量。) 代入式 (I-13a) 即可得所需的方程。同时, 应该考虑到我們所研究的是間隙沿 y 軸的尺寸为无穷大的情况。实际上, 若平均电流 $I_y \neq 0$, 則在間隙上下底面 $y = \pm a$ ($a \gg b$) 处必定有彼此短接的良导电母綫, 因之 $E = 0$ 。此时式 (I-13a) 将为:

$$\frac{d^2 v}{dx^2} - \frac{\sigma}{\eta} B^2 v + \frac{p}{\eta L} = 0. \quad (\text{I-19})$$

若以 M^2 代表 $\frac{B^2 \sigma b^2}{\eta}$, 以 D 代表 $\frac{p}{\eta L}$, (此处引入量綱为零的量

M 的必要和方便是熟知的^[7]。)則上式可以写成:

$$\frac{d^2 v}{dx^2} - \frac{M^2}{b^2} v + D = 0. \quad (\text{I-20})$$

应用与前述无磁場时相同的边界条件,即当 $x = \pm b$ 时, $v = 0$, 将上式积分后即得:

$$v = \frac{b^2 D}{M^2} \left(1 - \frac{\text{ch} \frac{M}{b} x}{\text{ch} M} \right) = \frac{b^2 p}{M^2 \eta L} \left(1 - \frac{\text{ch} \frac{M}{b} x}{\text{ch} M} \right). \quad (\text{I-21})$$

与純流体动力的情形不同,在这里我們得到了双曲余弦式的速度分布.

通过截面的平均流速則为:

$$v_{\text{op}} = \frac{1}{b} \int_0^b v dx = \frac{b^2 p}{M^2 \eta L} \left(1 - \frac{\text{th} M}{M} \right). \quad (\text{I-22})$$

由上式得出有磁場存在时驅使液态金属沿长为 L 的間隙流动所需的压強为:

$$p = \frac{M^3 \eta L v_{\text{op}}}{b^2 (M - \text{th} M)}. \quad (\text{I-23})$$

显然,这个压強系由 L 段上的粘滯摩擦所引起的压強損失 Δp 和用于克服在导电液体中作用的电磁力所需的压強損失 p_m 組成. 因而可以写成:

$$p = p_m + \Delta p. \quad (\text{I-24})$$

由此发生了如何分別确定 p_m 和 Δp 的問題. 首先應該指出,由于截面上速度分布不同,即使在平均流速相同时,用以克服內摩擦的压強損失的数值也和按已知的流体力学公式*) 的計算值不同,因之,在这里层流的 Δp 值不能用上述公式来計算. 由此,在所研究条件下,我們必需直接来确定 p_m 或 Δp . 若已知平均流速 v_{op} , 則 p_m 值可以很簡單地确定如下:

事实上,在 L 段上沿 y 軸方向每单位长液态金属所受的电磁力等于:

*) 指式 (I-18). — 譯者注

$$F_m = I \times B = 2bB^2v_{ep} L\sigma, \quad (I-25)$$

式中 I 为截面 $2bL$ 中的总电流。从而得出：

$$p_m = \frac{F_m}{1 \times 2b} = B^2v_{ep} L\sigma. \quad (I-26)$$

由于内摩擦而招致的压强损失则为：

$$\Delta p = p - p_m = B^2v_{ep} L\sigma \left(\frac{M}{M - \text{th } M} - 1 \right). \quad (I-27)$$

用 $\frac{M^2\eta}{b^2}$ 代替 $B^2\sigma$ ，则得：

$$\Delta p = \frac{\eta L v_{ep} M^2 \text{th } M}{b^2 (M - \text{th } M)}. \quad (I-28)$$

Δp 应称为由于粘滞性摩擦而引起的磁流体动力压强损失。由此可见，磁场不仅产生由 p_m 决定的直接制动作用，而且，由于速度分布的重大改变，它也增加了液态金属中的摩擦损耗。非常重要：粘滞力的增加仅是电磁过程的动力结果。

若将 (I-18) 和 (I-28) 两式相比较，则可得出结论：磁场对流体运动性质的影响相当于粘滞性的增大。若引入有效粘滞性 ν_1 的概念，则可将式 (I-28) 写为：

$$\Delta p = \frac{3\nu_1 \delta L v_{ep}}{b^2} = \frac{3\eta_1 L v_{ep}}{b^2}, \quad (I-29)$$

式中

$$\nu_1 = \frac{\eta_1}{\delta} = \nu \frac{M^2 \text{th } M}{3(M - \text{th } M)} \quad (I-30)$$

由磁场所决定，称为有效粘滞性^{*)}。

很容易看出，当 $M \rightarrow 0$ (即 $B \rightarrow 0$) 时， $\nu_1 \rightarrow \nu$ ；而当 M 足够大时，即当 $M \gg \text{th } M$ 时，则

$$\nu_1 \approx \nu \frac{M}{3}. \quad (I-31)$$

图 2 上示出了作为 M 的函数的 $\frac{\nu_1}{\nu} = \frac{\Delta p}{\Delta p_0}$ 比值。

^{*)} 精确地说，应称 η_1 为有效动力粘滞系数，而 ν_1 为有效运动粘滞系数。——译者注

前面我們注意到了两个磁流体动力效应,即:(1) 磁場对流体

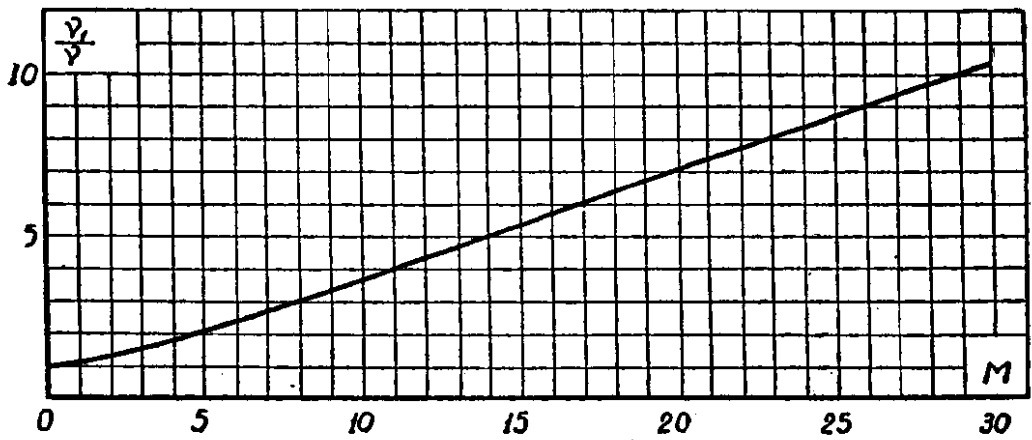


图 2

的直接制动作用(在电磁泵中是压送作用)和(2) 运动粘滯性的等效增大。前者导致了沿液态金属流动方向的附加的負的(如我們所研究的情况)或正的(如在电磁泵中)压强梯度。后者在所有情况下都导致附加的压强損失,而在某些情况下它也可使从层流到

湍流的过渡界限向更大速度方面轉移(見第一章 § 3)。

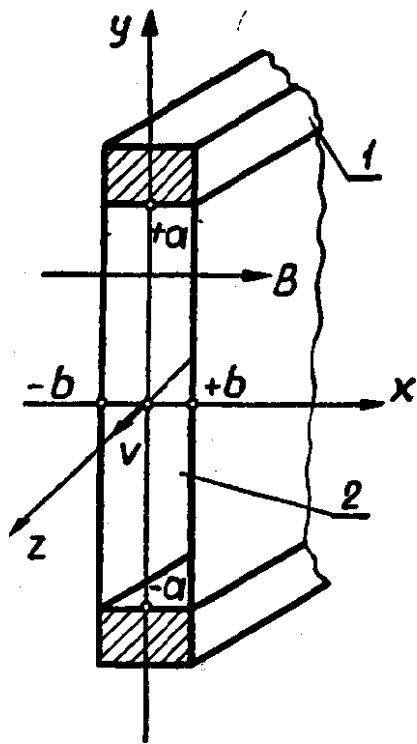


图 3

$I = 0$ 时窄沟中的液流情况
1——上下底面处的母綫,
2——矩形管道

初看起来,好象很难在实验中把这两种效应分开。其实不然,可以进行一些实验,在这些实验里只出現上述的第二种效应,而第一种效应为零¹⁾。为此,需使 $I = 0$ (即除去間隙上下底面处的母綫間的短接导綫)。实际上,如图 3 所示,水銀在位于均匀、恆定磁場中的矩形管道中的流动就是这种情况。只是需設沟寬 $2b$ 比沟高 $2a$ 和沿 z 軸方向的沟长 L 小得多,而在沟的上下底面处有用良导电材料做成的母綫。

水銀在磁場中运动就将产生电

1) 第一个研究上述这两种效应的是 IO. 哈尔特曼^[7]。