

Академия Наук Латвийской ССР
Отделение физических и технических наук
Физико-энергетический институт

У.И.Иванов

ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ГИДРОДИНАМИКА ЧАСТИЦЫ

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор технических наук

Ю.А.МИХАЙЛОВ

Рига 1966

Содержание

Введение	4
I. Движение жидкости вблизи межфазной поверхности.....	7
§ 1 Приближенное описание строения двойного слоя.....	7
§ 2 Аналитическое описание движения у поверхности раздела фаз с учётом двойного слоя.....	19
§ 3 Критерии подобия, характеризующие двойной слой и движение у межфазной поверхности.....	34
§ 4 Некоторые приложения теории.....	46
II Экспериментальное изучение движения ртутных капель.....	48
§ 1 Установка и методика эксперимента.....	48
§ 2 Дисперсия распределения траекторий капель.....	59
§ 3 Скорость падения капель в электролите.....	71
§ 4 Движение ртутных капель под действием электрического и магнитного полей.....	78
III Критериальные уравнения движения частицы.....	86
§ 1 Критериальные уравнения движения частицы под действием массовых сил.....	86
§ 2 Критериальные уравнения движения частицы под действием электрического поля.....	93
§ 3 Критериальные уравнения движения частицы под действием магнитного поля.....	96
§ 4 Критериальные уравнения движения частицы под действием скрещенных электрического и магнитного полей	100
§ 5 Описание движения частицы в электромагнитном поле.....	103
IV Применение методов и результатов исследования отдельной частицы для описания двухфазных систем.....	108
§ 1 Влияние двойного слоя на процессы переноса в двухфазных системах.....	108
§ 2 Коэффициент теплопроводности двухфазной системы.....	113

§ 3 Коэффициент электропроводности двухфазной системы.....	118
§ 4 Коэффициент вязкости двухфазной системы.....	123
§ 5 Скалярные параметры двухфазной системы.....	129
§ 6 Границы применимости приближения одиночной частицы	131
§ 7 Влияние электрического и магнитного полей на двухфазную систему.....	132
Выводы.....	134
Список литературы.....	136
Приложения.	

ВВЕДЕНИЕ

В современной технике и технологии широкое распространение в качестве рабочих сред различного назначения получили двухфазные системы. Тенденция применения двухфазных электропроводящих сред существует в современной прикладной электромагнитной гидродинамике.

Электромагнитное поле позволяет управлять движением дисперсной фазы, что используется для сепарации различных составляющих в горнообогатительной технике ЛР-1. Возможность управлять относительным движением фаз с помощью электромагнитного поля может быть использована и в других областях применения двухфазных систем, например, для интенсификации процессов массообмена в химической технологии, для управления двухфазными ядерными реакторами.

Применение двухфазных проводящих систем перспективно для прямого преобразования тепловой энергии в электрическую посредством гидрометаллических магнитогидравлических генераторов, а так же в направленную кинетическую энергию потока - в новых типах двигателей.

Все это обусловило необходимость расширения и углубления исследований движения в других свойствах двухфазных систем в электромагнитных полях.

Необходимым элементом в изучении двухфазной системы является изучение движения одиночной частицы в протяженной среде, в данном случае электромагнитная гидродинамика частицы.

В настоящее время в этой области существуют только неследо-
вения отдельных частных вопросов. Движение частиц под дей-
ствием механических сил, электрического и магнитного полей рас-
смотрено лишь при малых числах Рейнольдса [ЛВ-2, ЛВ-3]. Од-
нако закон Стокса ограничен и неприменим в большинстве инте-
ресных случаев движения. Кроме того, движение частиц с вих-
реобразованием существенно отличается от движения при без-
отрывном обтекании. Частицы при наличии вихревого следа имеют
сложные пространственные траектории [ЛВ-4]. Количественное их
изучение до сих пор не проводилось. Это является одной из
причин затруднений, возникающих при попытке применить резуль-
таты изучения движения одиночной частицы к описанию процессов
в двухфазной системе [ЛВ-5].

Особенностью двухфазной системы является наличие развитых
нефазных поверхностей. Эта особенность наиболее сильно прояв-
ляется при воздействии на систему электромагнитного поля.

Взаимодействие поля с обтеканием двойного слоя, существующего
в не стертых случаях является определя-
ющим фактором процессов в двухфазной системе.

Точная теория двойного слоя приводит к весьма сложным и
громоздким выражениям, описывающим распределение потенциалов
в двойном слое. Использование этих выражений в уравнениях
электромагнитной гидродинамики делает невозможным их решение
даже в простейших случаях. Поэтому строение и свойства двой-
ного слоя в большинстве работ либо не рассматривались, либо,
в лучшем случае, учитывались с помощью эмпирических зависи-
мости.

Такое положение, конечно, нельзя признать удовлетворитель-
ным.

Таким образом, в настоящее время существует только разрозненные исследования отдельных простейших частных случаев, покрывающие только незначительную часть областей практического применения электромагнитной гидродинамиче- ских частиц.

Опыт промышленного использования и перспектива широкого применения проводящих двухфазных систем требует систематического и тщательного изучения их электромагнитной гидродинамики. Поскольку определяющим элементом является поведение отдельной частицы в электромагнитном поле целью диссертационной работы является:

1. Создание математической модели, описывающей строение и свойства двойного слоя и допускающей решение уравнений электромагнитной гидродинамики.

2. Аналитическое исследование процессов, протекающих у свободной поверхности в электромагнитном поле с учетом свойств двойного слоя.

3. Экспериментальное исследование движения частиц в проводящей среде в электромагнитном поле для подтверждения полученных результатов теоретических исследований и их уточнения.

4. Обобщение результатов аналитических и экспериментальных исследований на основе теории подобия.

5. Использование полученных результатов для предсказания свойств двухфазной системы и, в первую очередь, - характера зависимости коэффициентов переноса от важнейших параметров двухфазной системы.

Глава первая

Движение жидкости вблизи межфазной поверхности.

§ I. Приближенное описание строения двойного слоя.

I. Необходимость приближенного описания двойного слоя.

В системах с развитой межфазной поверхностью (двухфазные дисперсные системы, пористые тела и др.) состояние жидкости и ее движение у межфазной поверхности может оказывать решающее влияние на движение всей системы, особенно при движении в электромагнитном поле.

Изучение двойного слоя в связи с электрокинетическими явлениями начато Гельмгольцем [Л. I - 1] . Гуи [Л. I - 2] и Чепмен [Л. I - 3] ввели понятие диффузионного двойного слоя. Об"единением и развитием понятий об адсорбционном и диффузионном двойном слое явилась теория Штерна [Л. I - 4, Л. I - 5]. Уточненные и дополненные варианты этой теории являются основой современных представлений о строении двойного электрического слоя [Л. I - 6 + Л. I - 14] .

Уточнения теории Штерна привели к очень сложным и громоздким выражениям для распределения заряда и потенциала в двойном электрическом слое. Громоздкость получаемых выражений препятствует мобильному использованию последних достижений теории двойного слоя в уравнениях электромагнитной гидродинамики. Поэтому в данной работе ставится задача построения простой (математически) модели двойного слоя, пригодной для использования в уравнениях электромагнитной гидроди-

намники, правильно отражающей, однако, основные свойства и закономерности двойного слоя. Для построения такой модели необходимо рассмотреть явление гидратации ионов, определяющее предельную плотность объемного заряда в двойном слое [Л.1 - 9] и явление адсорбции у межфазной поверхности [Л.1-5, Л.1 - 12].

2. Сольватация ионов в растворе.

Процесс присоединения молекул растворителя к ионам, называемый сольватацией, наиболее изучен в водных растворах. Поэтому в дальнейшем целесообразно рассматривать гидратацию ионов, которая представляет наибольший практический интерес. Взаимодействие иона с молекулами воды приводит к изменению свойств как самого иона так и гидратно связанных молекул воды [Л.1 - 15]. Различные способы определения числа гидратации (количество гидратно связанных молекул воды) дают существенно различающиеся значения [Л.1 - 16]. Гидратно связанные молекулы воды имеют различную энергию связи в зависимости от расстояния от иона. При сравнении чисел гидратации, полученных различными методами, следует принимать во внимание насколько прочно связанные молекулы учитываются этим методом [Л.1 -17, Л.1 - 18]. Кроме того в гидратную оболочку одного иона могут встраиваться ионы противоположного знака и образовывать весьма сложные структуры. Характер этих структур зависит от концентрации раствора, вида ионов и пр. [Л.1 - 19].

Связь молекул воды с ионом определяется ориентационными [Л.1 -20], индукционными [Л.1-21] и дисперсионными [Л.1-22]

силами. Электрическое поле иона (порядка 10^9 В/м [Л.1 - 23] на межмолекулярных расстояниях) обуславливает большое значение энергии связи. ($\approx 10^{18}$ дж при расчете по теплоте гидратации [Л.1 - 24]) Учитывая, что указанные силы взаимодействия [Л.1 - 20, Л.1 - 21, Л.1 - 22] пропорциональны r^{-6} (r - расстояние между центрами), очевидно, что основная часть энергии связи приходится на сближение к иону молекулы воды.

В двойном слое гидратированный ион находится в сильных полях, поэтому слабо связанные гидратные оболочки слущиваются. Следовательно, рассматривая гидратированный ион в двойном слое, следует учитывать только энергетическую или истинную гидратацию [Л.1 - 18], т.е. минимальные числа гидратации, методы определения которых учитывают только прочно связанные молекулы растворителя.

По числу гидратации ионы в водных растворах можно разбить на четыре группы. Первую группу составляют однозарядные ионы малого радиуса (Cl^- , F^- , H^+ , OH^+ и др..). К второй группе можно отнести однозарядные ионы металлов, такие как K^+ , Li^+ , Na^+ . К третьей группе - ионы металлов (Ba^{2+} , Mg^{2+} , Ca^{2+} и др.), к четвертой группе многозарядные и многовалентные ионы. Сравнивая различные данные о числе гидратации можно принять число гидратации для первой группы - 1, для второй - 8, для третьей - 16 и для четвертой - 32.

3. Адсорбция у межфазной поверхности.

Силы молекулярного взаимодействия специфически проявляются на границе раздела фаз [Л. I - 25]. Атомы, расположенные по одну сторону межфазной поверхности, взаимодействуют с атомами иной природы, расположенными по другую сторону межфазной поверхности. Имеющиеся на границе раздела фаз сильные молекулярные поля приводят к прочной связи вещества обеих фаз. Это явление, называемое адсорбцией отличается большой сложностью и пока изучено недостаточно полно [Л. I - 26, Л. I - 27, Л. I - 28].

Общей особенностью процессов адсорбции является уменьшение энергии связи по мере удаления адсорбированной молекулы от межфазной поверхности. Уменьшение энергии адсорбции с расстоянием согласно опыту [Л. I - 29] и теоретическим соображениям пропорционально r^{-3} , что показано в таблице I-I.

Таблица I-I

Энергия связи адсорбированной молекулы
воды.

энергия $W \cdot 10^{20}$ эрг	адсорбционный слой				
	1	2	3	4	5
опыт	4,550	0,958	0,313	0,056	0,028
теория	4,548	0,958	0,182	0,057	0,028

4. Энергия иона в двойном слое.

Природа электрических зарядов, образующих двойной слой, и механизм его возникновения могут быть различными [Л.1 - 30, Л.1 - 31] основные силы, определяющие строение двойного слоя обуславливаются природой зарядов. В двойном слое, существующем в растворе электролита следует учитывать адсорбционные и электрические силы.

Адсорбционное взаимодействие характеризуется потенциалом пропорциональным r^{-3} . При определении энергии адсорбции следует учитывать, что ион у межфазной поверхности находится в гидратированном состоянии. Энергия гидратации обычно превосходит энергию адсорбции (как уже упоминалось $W_2 \approx 10^{-18}$ дж, $W_a \approx 10^{-20}$ дж). Можно предполагать, что определяющий вклад в энергию адсорбции гидратированного иона вносят молекулы гидратной оболочки, расположенные между ионом и межфазной поверхностью. Подтверждением этого соображения служит возрастание адсорбционной способности ионов с возрастанием числа гидратации, а также факт вытеснения из двойного слоя слабогидратированных ионов ионами с большими числами гидратации в процессе обменной адсорбции [Л.1 - 32.].

Энергию адсорбционного взаимодействия можно записать как

$$W_a = Ar^{-3} \quad (I-I)$$

где A - постоянная, определяемая из эксперимента.

Энергия иона в поле двойного слоя имеет вид

$$W_E = z e \mathcal{U} \quad (I-2)$$

Потенциал в двойном слое \mathcal{U} складывается из потенциала заряженной поверхности (вторая сторона двойного слоя) и потенциала объемного заряда.

Для построения модели двойного слоя можно основываться на известном экспериментальном факте, что вдали от межфазной поверхности потенциал \mathcal{U} равен нулю и принять, как обычно, что потенциал стремится к нулю как r^{-1} . Потенциал в дальней области двойного слоя можно записать в виде

$$\mathcal{U} = \frac{1}{\epsilon \epsilon_0} \left[\sigma_e r + \left(\frac{a}{r} - \sigma_e r \right)_{r > r_0} \right] \quad (I-3)$$

где r_0 - расстояние первого слоя ионов от межфазной поверхности, σ_e - поверхностная плотность электрического заряда двойного слоя,

a - некоторая постоянная. Энергия иона в поле двойного слоя (I-2) и (I-3)

$$W_E = \frac{z e}{\epsilon \epsilon_0} \left[\sigma_e r + \left(\frac{a}{r} - \sigma_e r \right)_{r > r_0} \right] \quad (I-4)$$

Полная энергия иона в двойном слое у межфазной поверхности

$$W_i = W_a + W_E = A r^{-3} + \frac{z e}{\epsilon \epsilon_0} \left[\sigma_e r + \left(\frac{a}{r} - \sigma_e r \right)_{r > r_0} \right] \quad (I-5)$$

5. Плотность заряда в двойном слое.

Плотность объемного заряда в двойном слое можно определить как сумму зарядов ионов

$$\rho_e = \sum_i z_i n_i e \tag{I-6}$$

Пользуясь представлением об ионах в растворе как о газе [Л. I - 28], можно связать число ионов в объеме раствора n_{i0} и в двойном слое известным выражением распределения частиц во внешнем силовом поле [Л. I - 33].

$$n_i = n_{i0} \exp(-W_i/kT) \tag{I-7}$$

Однако, при этом не учитывается собственный объем гидратированного иона. Вследствие сильных полей в двойном слое концентрация ионов может достигать концентрации плотной упаковки даже при малой концентрации раствора.

Количество ионов в единице объема удобно выразить через концентрацию $C \frac{\text{кмоль}}{\text{м}^3}$ и число Авогадро $N = 6,02 \cdot 10^{26}$ 1/кмоль, т.е.

$$C_i N = n_i \tag{I-8}$$

С учетом сделанных замечаний концентрацию ионов в двойном слое можно записать в виде

$$C_i(r) = C_{i0} \frac{\exp(-W_i/kT)}{1 + \frac{C_{i0}}{C_{im}} [\exp(-W_i/kT) - 1]} \tag{I-9}$$

где C_{im} - максимальная концентрация гидратированных ионов, соответствующая их плотной упаковке.

Используя выражения (I-6), (I-8), (I-9), (I-5) получим плотность заряда в двойном слое

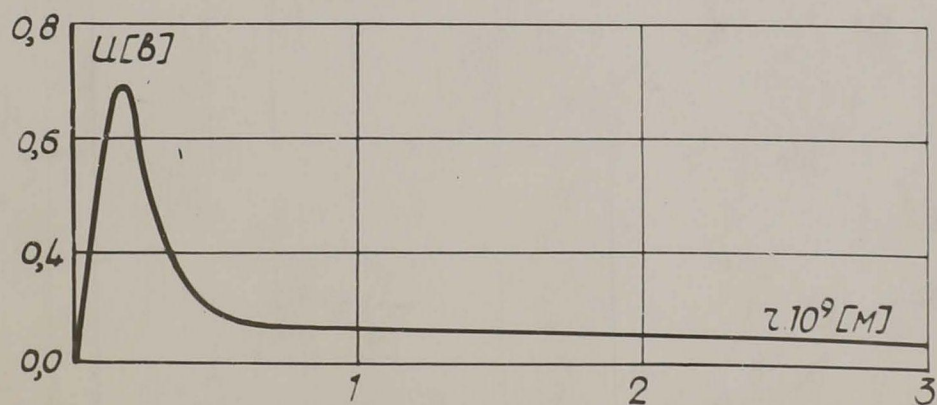
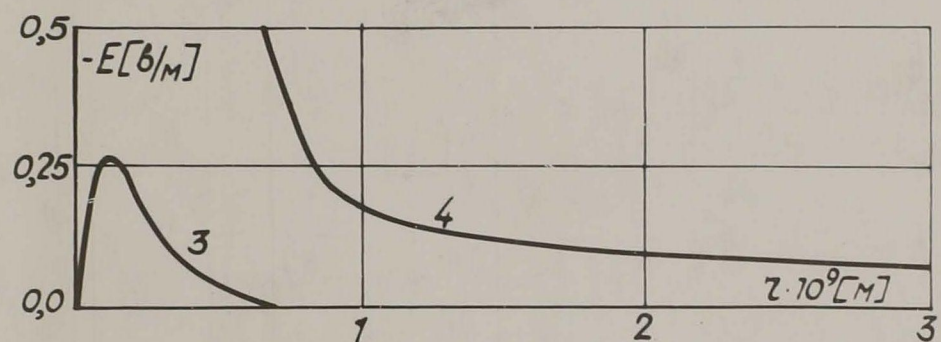
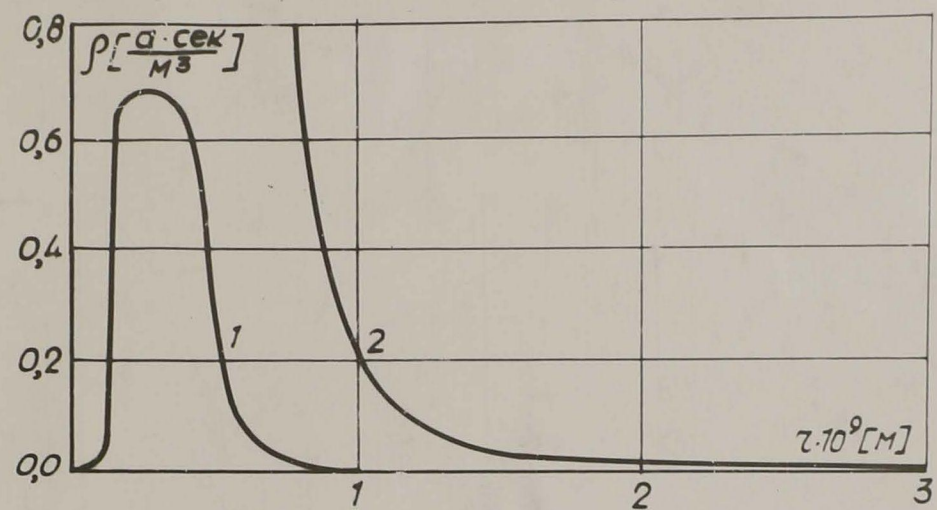


Рис. I-I. Распределение плотности заряда электрического поля и потенциала в двойном слое

$$\rho_e(r) = \sum_i N e z_i C_{i0}$$

$$\frac{\exp\left\{-\frac{A}{kT} \frac{1}{r^3} - \frac{ze}{kT \cdot \epsilon \epsilon_0} \left[\sigma_e r + \left(\frac{a}{r} - \sigma_e r \right)_{r > r_0} \right]\right\}}{1 + \frac{C_{i0}}{C_{im}} \left[\exp\left\{-\frac{A}{kT} \frac{1}{r^3} - \frac{ze}{kT \cdot \epsilon \epsilon_0} \left[\sigma_e r + \left(\frac{a}{r} - \sigma_e r \right)_{r > r_0} \right]\right\} - 1 \right]} \quad (I-10)$$

Полученная зависимость является первым приближением. Более точные результаты можно получить используя зависимость (I-10) и применяя численные методы. Рассчитывая плотность заряда $\rho_e(r)$ по формуле (I-10) можно уточнить значения постоянной в выражении потенциала (I-3) и затем снова вычислить распределение плотности заряда с использованием этой уточненной постоянной. Последовательность полученных таким образом значений плотности заряда и потенциала быстро сходится и обычно 3 - 4 шага дает достаточную точность.

Распределение плотности электрического заряда, вычисленное по формуле (I-10), и распределение напряженности поля и потенциала в двойном слое показано на рис. I-1, I-2. Как видно из рисунков эти распределения при $r > r_0$ являются непрерывными убывающими функциями и могут быть представлены в виде степенных рядов:

потенциал в двойном слое

$$U(r) = \sum_i a_i r^{-i} \quad (I-11)$$

электрическое поле в двойном слое

$$E(r) = \frac{dU}{dr} = \sum_i c_i r^{-i} \quad (I-12)$$

и плотность заряда

$$\rho_e(r) = \epsilon \epsilon_0 \frac{dE}{dr} = \sum_i d_i r^{-i} \quad (I-13)$$

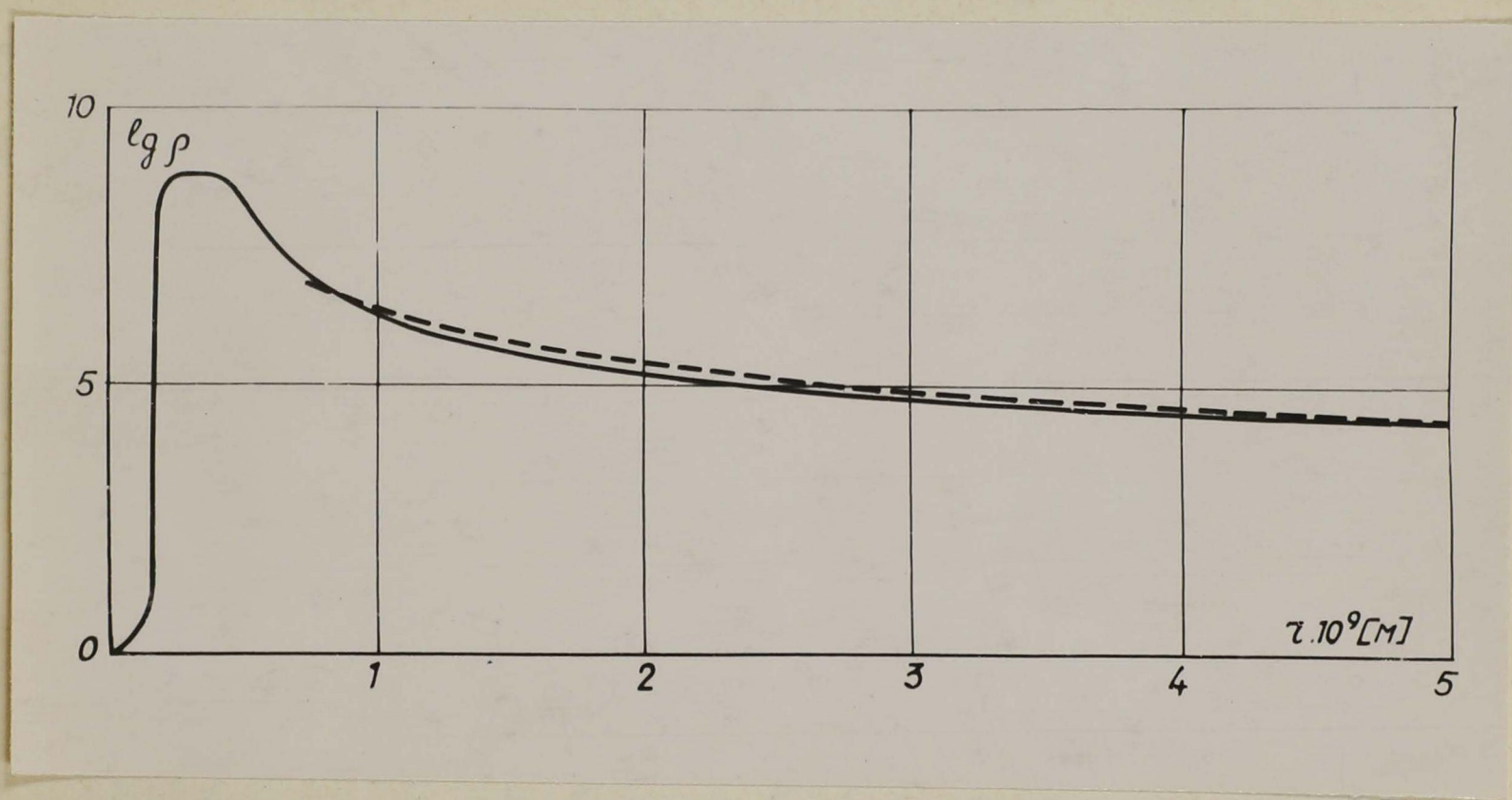


Рис. 1 - 2 Распределение плотности заряда в двойном слое. Сплошная линия по (I-10), штриховая линия по (I-13) .

Как уже упоминалось потенциал в двойном слое вдали от мезофазной поверхности убывает по крайней мере как r^{-1} , соответственно $i \geq 1$ в выражении (I-11), $i \geq 2$ в (I-12) и $i \geq 3$ в (I-13). Численный анализ показал, что при разложении в ряд основной вклад вносят члены с $i=3$ и $i=5$. Это объясняется тем, что в ближней области двойного слоя (в которой преобладают адсорбционные силы) потенциал пропорционален r^{-3} , а в дальней области (в которой преобладают электрические силы) $-r^{-1}$. Члены более высоких степеней соответствуют мультипольным взаимодействиям. Энергия мультипольных взаимодействий обычно составляет менее 0,01 общей энергии адсорбционного взаимодействия [Л.1 - 26], поэтому члены с $i > 5$ можно не учитывать. На основании выражения (I-13) и (I-10) $P_e(r)$ можно записать в виде

$$P_e(r) = Nezc \left(\frac{b_3}{r^3} + \frac{b_5}{r^5} \right) \quad (I-14)$$

Способ определения коэффициентов ряда b_3 и b_5 рассматривается ниже.

6. Адсорбционная область двойного слоя.

В двойном слое можно выделить две области.

В ближней к межфазной поверхности области плотность электрического заряда и свойства жидкости определяются адсорбционными силами, соответственно эта область называется адсорбционной; вторая область, где преобладают электрические силы, называется диффузионной. Адсорбционные слои прочно связаны с поверхностью раздела фаз [Л. I - 34, Л I-35]. Адсорбционная часть заряда двойного слоя движения вместе с межфазной поверхностью и поэтому её достаточно характеризовать величиной поверхностной плотности заряда σ_{ea} .

Поверхностная плотность адсорбционной области зависит от энергии адсорбции и от концентрации раствора. На рис. I-3 приведена зависимость плотности заряда σ_{ea} от концентрации раствора для рассмотренных выше групп ионов. Численный анализ, проведенный на основе предложенного описания двойного слоя, показал, что плотность адсорбционного заряда σ_{ea} нарастает пропорционально концентрации, достигая, однако, насыщения. С увеличением числа гидратации концентрация, при которой наступает насыщение, уменьшается.

Величина предельной плотности адсорбционного заряда незначительно отличается для различных ионов.

Основная часть заряда двойного слоя сосредоточена в адсорбционной области, что обуславливает большие электрические поля, вызывающие изменение свойств вещества вблизи межфазной поверхности [Л. I-34]. Ориентация и поляризация молекул у поверхности раздела

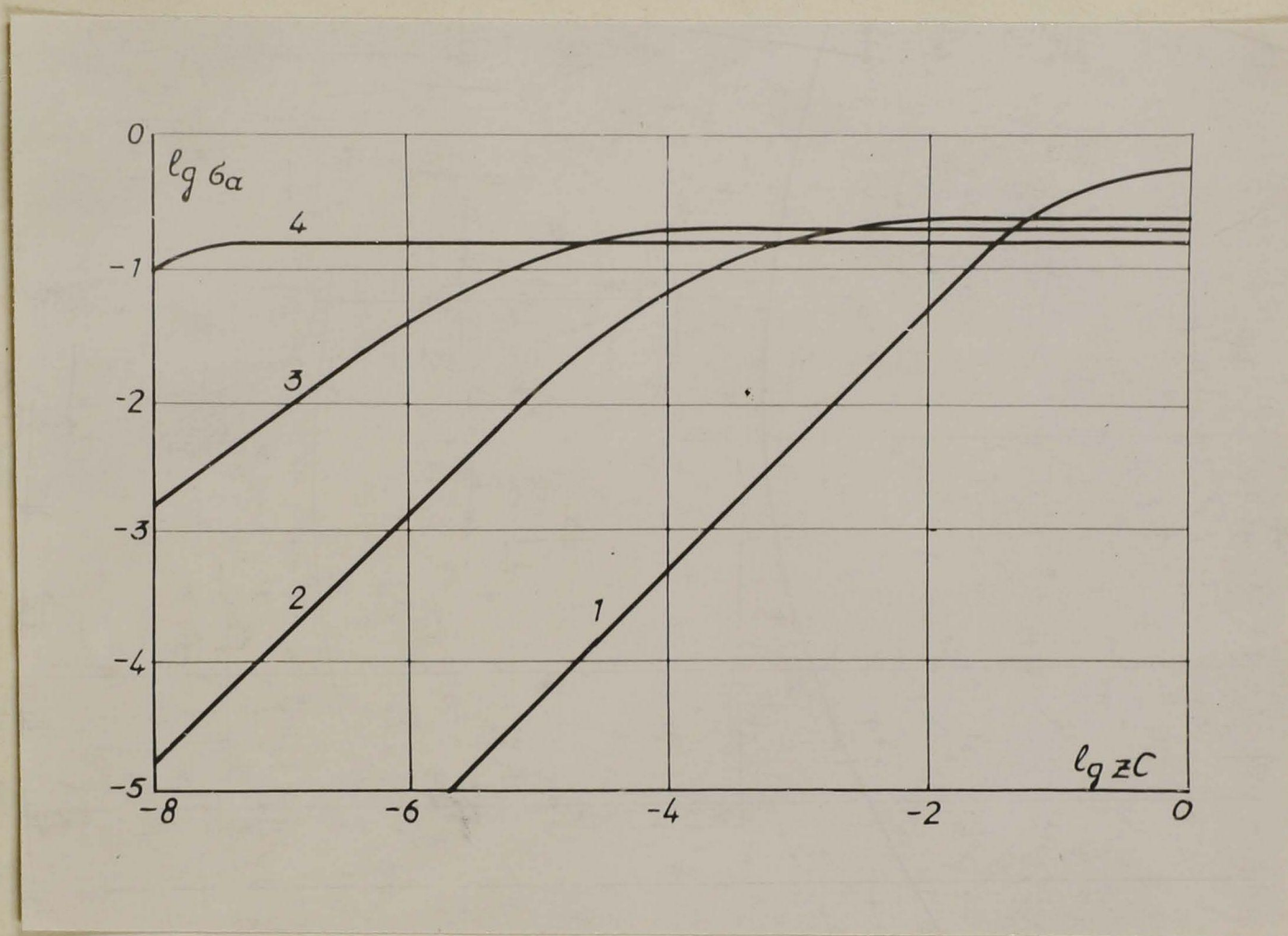


Рис. I-3. Плотность адсорбционного заряда в зависимости от концентрации раствора электролита.
Цифры при кривых соответствуют группам ионов
(см. текст)

фаз приводит к изменению механических свойств жидкости [Л.1 - 35]. Особенно сильное изменение происходит в ближних 3 - 5 слоях жидкости, так диэлектрическая проницаемость снижается в этих слоях на порядок [Л.1 - 36] по сравнению с объемной; плотность воды значительно увеличивается [Л.1 - 37, Л.1 - 38]. Для такого повышения плотности необходимы давления порядка $10^8 + 10^9 \text{ Н/м}^2$.

7. Диффузионная область двойного слоя.

Диффузионная область двойного слоя формируется под действием электрических сил (1-4) и теплового движения частиц (1-7). Поверхностную плотность заряда двойного слоя можно определить как сумму адсорбционной части σ_{ea} и диффузионной части σ_{ed} , т.е.

$$\sigma_e = \sigma_{ea} + \sigma_{ed} \quad (1-15)$$

В отличие от адсорбционной части диффузионную часть заряда двойного слоя недостаточно характеризовать только величиной поверхностной плотности заряда, т.к. процессы, проникающие в двойном слое, зависят от пространственного распределения заряда в диффузионной области. Диффузионная область двойного слоя слабо связана с поверхностью раздела фаз и может двигаться относительно этой поверхности.

В ближней к межфазной поверхности адсорбционной области распределение заряда описывается членами ряда $i > 3$ (1-13), а в дальней (диффузионной) области членом $i = 3$. Учитывая вышесказанное, на основании выражения (1-14) можно определить величину поверхностной плотности заряда диффузионной области:

$$\sigma_{ed} = \int_{r_0}^{\infty} Nezc \frac{b_3^3}{r^3} dr = Nezc \cdot \frac{b_3^3}{2}$$

Р-116 А

Величину коэффициента β^3 можно определить из уравнений (I-15) и (I-16)

$$\beta^3 = \frac{2r_0(\sigma_e - \sigma_{ea})}{Nezc} \quad (I-17)$$

(В дальнейшем индексы при β^3 целесообразно опустить.)

В подвизной части двойного слоя распределение плотности заряда имеет вид

$$\rho_e(r) = Nezc \frac{\beta^3}{r^3} \quad (I-18)$$

Силы, действующие в двойном слое и в частности в диффузионной области приводят к изменению энергетического состояния молекул, вызывая таким образом соответствующее изменение макроскопических свойств. Эти изменения в диффузионной области значительно слабее, чем в адсорбционной области двойного слоя. Наибольший интерес для процессов движения представляет изменение вязкости вещества в двойном слое. Как известно, вязкость в области двойного слоя увеличивается, что обусловлено изменением энергии активации частиц [Л. I-39]. Увеличение вязкости пропорционально числу избыточных (относительно равновесного распределения) ионов в двойном слое и может быть представлено в виде

$$\eta(r) = \eta_\infty \left(1 + \frac{\beta^3}{r^3}\right) \quad (I-19)$$

где η_∞ - вязкость жидкости вдали от межфазной поверхности.

Следует отметить, что конкретный вид математического представления (количество членов ряда) для плотности заряда и вязкости в двойном слое слабо влияют на результат решения уравнений движения у межфазной поверхности. Численный анализ решений показал, что результаты расчетов, проведенных с различным количеством членов ряда, отличаются незначительно, а громоздкость решений возрастает.

§2. Аналитическое описание движения у поверхности раздела фаз с учетом двойного слоя.

I. Постановка задачи.

Движение жидкости вблизи межфазной поверхности под действием электрического поля, возникновение электрического поля при движении жидкости у межфазной поверхности и подобные задачи рассматривались неоднократно [Л1-32, Л1-40, Л1-41, Л1-42, Л1-43].

Существенным допущением имеющихся решений является малость числа Рейнольдса ($Re \ll 1$). В реальных технических процессах числа Рейнольдса могут на несколько порядков превышать единицу.

Второй особенностью этих решений является произвольное задание плоскости скольжения без способа определения её положения относительно межфазной поверхности. Такой приём обусловлен сложностью использования наиболее точных математических описаний структуры двойного слоя в уравнениях электромагнитной гидродинамики.

Предлагаемое ниже рассмотрение применимо при ламинарном пограничном слое, т.е. до чисел Рейнольдса порядка $Re < 10^5$. Численные оценки приводятся для движения грубодисперсных частиц в водных растворах. В этом случае характерный размер двойного слоя порядка 10^{-3} м, толщина пограничного слоя порядка 10^{-4} м, а размер дисперсной частиц порядка 10^{-5} м. Из этих оценок следует, что влияние двойного слоя сказывается только в узкой области пограничного слоя. Поскольку двойной и пограничный слои много меньше радиуса кривизны частицы, то можно малый участок поверхности частицы рассматривать как плоскость. Выделенный участок поверхности показан на рис. 1-4а.

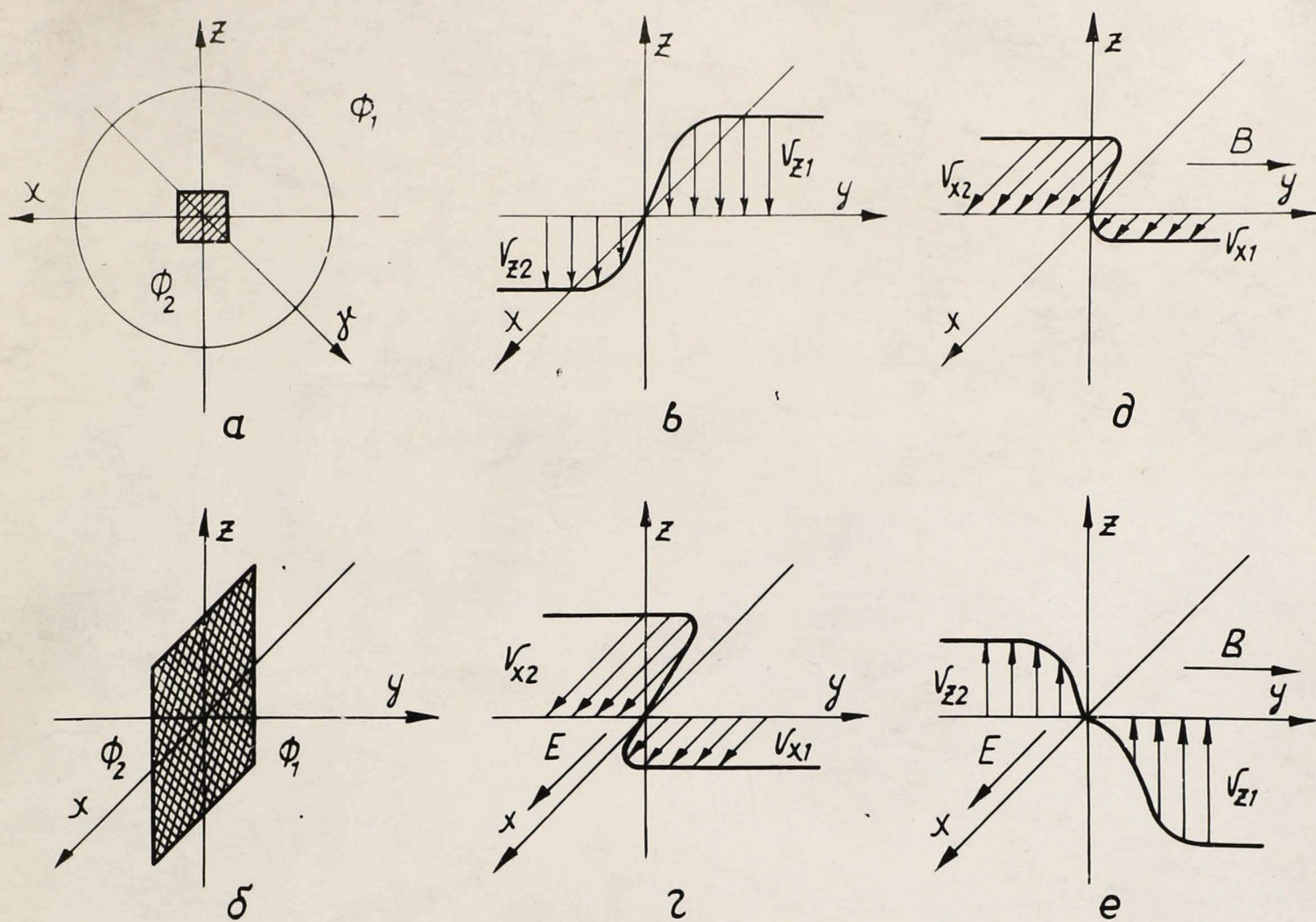


Рис. 1-4. Схема составляющих скоростей движения жидкости относительно поверхности раздела фаз в электрическом и магнитном полях :

- а) - участок межфазной поверхности;
- б) - положение координатной системы и фаз относительно межфазной поверхности;
- в) - составляющие скорости при наличии сторонних механических сил;
- г) - составляющие скорости при наличии электрического поля;
- д) - составляющие скорости при наличии магнитного поля;
- е) - составляющие скорости, формирующиеся под действием средних электрического и магнитного полей.

Система координат расположена таким образом (рис. I-46), что плоскость xz совпадает с поверхностью раздела фаз.

Полупространство $y > 0$ занимает первая фаза (ϕ_1), а полупространство $y < 0$ занимает вторая фаза (ϕ_2).

Можно принять, что проводимость второй фазы значительно больше проводимости первой фазы (например, ϕ_1 - электролит, ϕ_2 - металл), соответственно влияние двойного слоя во второй фазе значительно меньше, чем в первой. Последнее допущение не меняет сущности результатов, однако избавляет от излишней громоздкости выкладок. Дополнительно следует учитывать экспериментальный факт, что граница раздела фаз является непроводящей.

С учетом сделанных допущений из уравнений Навье - Стокса для стационарного движения вязкости вблизи межфазной поверхности можно получить [Л1-45]

$$\frac{d}{dy} \left[\eta \frac{dv}{dy} \right] = F \quad (I-20)$$

где F - внешние осевые силы.

Целесообразно рассмотреть отдельно составляющие скорости для жонки под действием различных сил.

2. Движение под действием механических сил (рис. I-48).

Примером такого движения может служить падение частицы в электролите под действием сил или движения в трубе под действием перепада давления. Силы в этом случае приложены вне двойного слоя и уравнение (I-20) с учетом (I-19) переходит в уравнение

$$\left. \frac{d^2 v_z}{dy^2} - \frac{3b^3}{y(b^3+y^3)} \frac{dv_z}{dy} = 0 \right\}$$

$$v_z = 0 \quad \text{при} \quad y = 0,$$

$$v_z = v \quad \text{при} \quad y = \infty$$

(I-21)

Общее решение уравнения (I-21) имеет вид

$$v_z = C_1 \left[y - \frac{b}{6} \ln \left| \frac{(b+y)^2}{b^2 - by + y^2} \right| - \frac{b}{\sqrt{3}} \operatorname{arctg} \frac{y\sqrt{3}}{2b-y} \right] + C_2 \quad (I-22)$$

Постоянные интегрирования вблизи поверхности $C_1 = \frac{v}{y_1}$, $C_2 = 0$, где y_1 — толщина пограничного слоя в линейном приближении, v — скорость относительного движения фаз. Толщина пограничного слоя определяется соотношением [II-44]

$$y_1 = K \sqrt{\frac{\eta_1 l_2}{\nu \rho_1}} \quad (I-23)$$

Здесь l_2 — характерный размер дисперсной фазы, ρ_1 — плотность несущей фазы, K — коэффициент порядка единицы, зависящий от положения на обтекаемом теле точки наблюдения. Для простоты можно принять $K = 1$. Принимая во внимание вышесказанное, из (I-22) можно получить профиль скорости

$$v_z = \begin{cases} \frac{\sqrt{\nu^3 \rho_1}}{\eta_1 l_2} \left[y - \frac{b}{6} \ln \left| \frac{(b+y)^2}{b - by + y^2} \right| - \frac{b}{\sqrt{3}} \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{3}y}{2b-y} \right] & \text{при } 0 < y < y_1 \\ v & \text{при } y_1 < y < \infty \end{cases} \quad (I-24)$$

Касательные напряжения на границе раздела фаз определяются вырезами

$$\tau_1 = \eta_1 \left(\frac{dv_{z1}}{dy} \right)_{y=0} = \eta_2 \left(\frac{dv_{z2}}{dy} \right)_{y=0} = \tau_2 \quad (I-25)$$

Если вторая фаза жидкая, то под действием касательных напряжений она приходит в движение. Подставляя в (I-25) решения (I-24), найдем:

$$\left(\frac{dv_{z2}}{dy} \right)_{y=0} = \sqrt{\frac{\nu_1^3 \rho_1 \eta_1}{l_2 \eta_2^2}} \quad (I-26)$$

Определяя y_2 аналогично соотношению (I-23), для распределения скоростей в двух жидких фазах получим:

$$v_z = \begin{cases} 0 & \text{при } -\infty < y < y_{M2} \\ \sqrt{\frac{\nu_1^3 \rho_1 \eta_1}{l_2 \eta_2^2}} (y + y_2) & \text{при } -y_{M2} < y < 0 \\ \sqrt{\frac{\nu_1^3 \rho_1 \eta_1}{l_2 \eta_2^2}} y_2 = \nu_1 \sqrt[3]{\frac{\rho_1 \eta_1}{\rho_2 \eta_2}} & \text{при } 0 - b < y < 0 + b \\ \sqrt{\frac{\nu_1^3 \rho_1}{\eta_1 l_2}} \left[y - \frac{b}{6} \ln \left| \frac{(b+y)^2}{b^2 - by + y^2} \right| - \frac{b}{\sqrt{3}} \operatorname{arctg} \frac{y\sqrt{3}}{2b-y} \right] + & (I-27) \\ + \sqrt{\frac{\nu_1^3 \rho_1 \eta_1}{l_2 \eta_2^2}} y_2 & \text{при } 0 < y < y_{M1} \\ \nu_1 + \sqrt{\frac{\nu_1^3 \rho_1 \eta_1}{l_2 \eta_2^2}} y_2 = \nu_1 \left(1 + \sqrt[3]{\frac{\rho_1 \eta_1}{\rho_2 \eta_2}} \right) & \text{при } y_{M1} < y < \infty \end{cases}$$

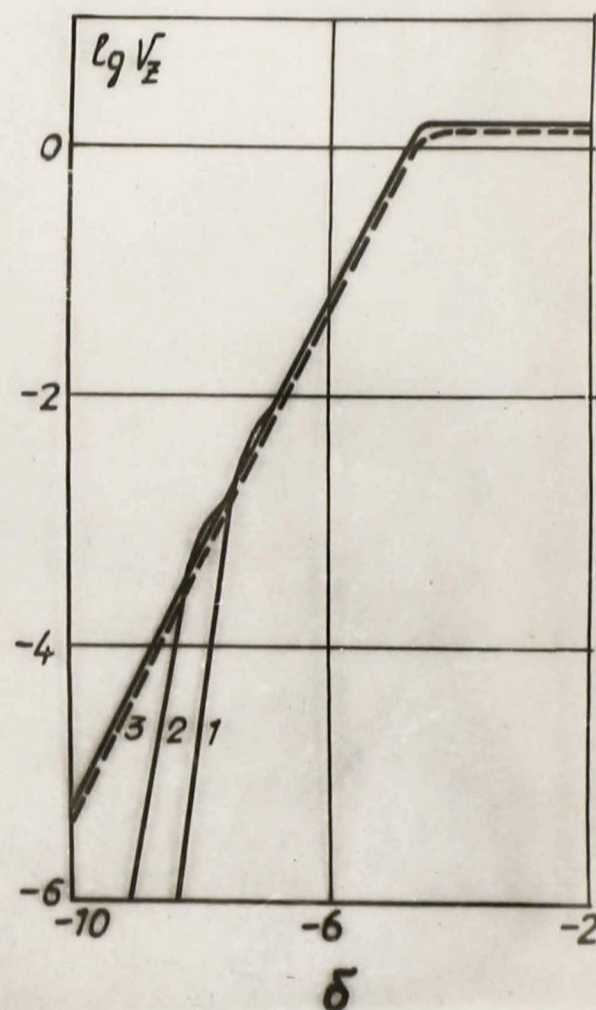
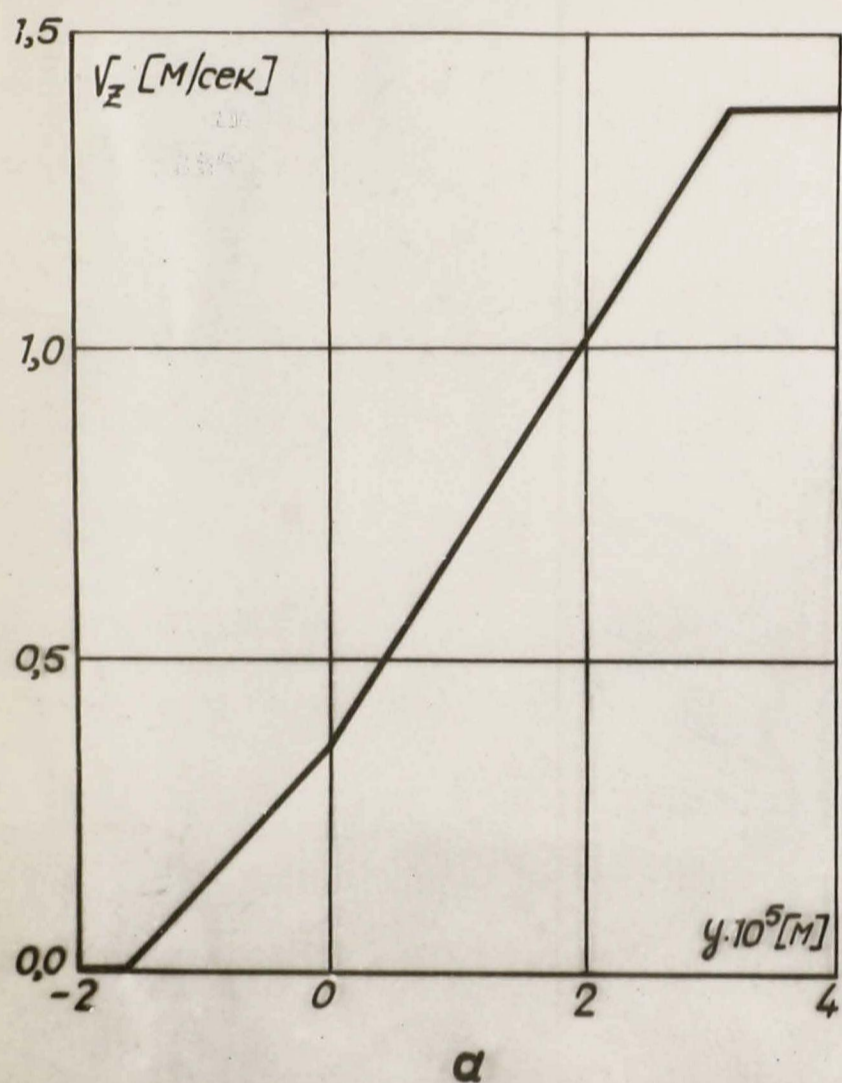


Рис. 1-5. Профиль скорости жидкости у поверхности раздела фаз при величинах внешних механических сил : — две жидкие фазы; — движение относительно поверхности раздела фаз: 1- $\nu = 10^{-6}$ м; 2 - $\nu = 10^{-9}$ м; 3 - $\nu = 0$; штриховая линия — по теории пограничного слоя.

Результаты численных расчетов для возможных случаев движения ртутной капли в электролите представлены на рис. 1-5) (рис. 1-5a \neq показывает распределение скоростей в общем случае движения двух жидких фаз под действием механических сил; рис. 1-5 б в логарифмической аниморфозе характеризует движение электролита вблизи поверхности раздела фаз). На больших расстояниях от поверхности раздела фаз ($y > b$) скорость движения электролита не отличается от скорости движения в пограничном слое (пунктирная кривая на рис. 1 - 5 б). Решения, не учитывающие свойства двойного слоя, соответствуют вырожденному случаю, когда $b = 0$. На расстоянии $y \leq b$ скорость движения жидкости относительно поверхности раздела фаз примерно на порядок меньше вычисленной скорости без учета двойного слоя. С приближением к поверхности она быстро убывает. Поэтому величину b можно считать характерным размером двойного электрического слоя. Широко применяемое представление о плоскости скольжения можно считать допустимым приближением, если под плоскостью скольжения понимать плоскость, параллельную плоскости раздела фаз, и отстоящую от нее на расстоянии b .

При движении двух жидких фаз поверхность раздела фаз движется относительно каждой из фаз на бесконечности. Только небольшая часть заряда двойного слоя перемещается относительно поверхности раздела фаз. Часть заряда, расположенная ближе к поверхности $y < b$, практически движется вместе с поверхностью раздела.

3. Движение под действием внешнего электрического поля.

В электролите внешнее электрическое поле вызывает движение ионов. В двойном слое существует местное преобладание ионов одного знака. Вследствие этого под действием внешнего

электрического поля движение жидкости происходит в одном направлении, что указывает механическое перемещение обтекающей жидкости.

Сила воздействия электрического поля на двойной слой описывается соотношением

$$\vec{F}_e = -\rho_e \vec{E} \quad (1-28)$$

Подставляя уравнения (1-18), (1-19), (1-28) в уравнение (1-20), найдем уравнение описывающее движение проводящей жидкости под действием поля $E = E_x$ ($E_y = E_z = 0$) вдоль оси x (рис. 1-4г)

$$\frac{d^2 v_x}{dy^2} - \frac{3b^3}{y(y^3+b^3)} \frac{dv_x}{dy} = - \frac{E_z c N e}{\eta_1} \frac{b^3}{y^3+b^3} \quad (1-29)$$

Решение этого уравнения при условиях

$$v_x = 0 \quad \text{при } y=0 \quad \text{и } v_x = \text{const} \quad \text{при } y = \infty$$

имеет вид

$$v_x = \frac{E_z c N e b^2}{6 \eta_1} \left[\frac{1}{2} \ln \left| \frac{(y+b)^2}{y^2 - yb + b^2} \right| - \sqrt{3} \operatorname{arctg} \frac{2y-b}{\sqrt{3}b} + \sqrt{3} \operatorname{arctg} \frac{-1}{\sqrt{3}} \right] \quad (1-30)$$

Касательные напряжения на поверхности раздела (их можно определить из основного дифференциального уравнения

$$\frac{d}{dy} \left(\eta_1 \frac{dv_x}{dy} \right) = -\rho_e E \quad (1-31)$$

Интегрируя уравнение (1-31) по частям и приняв равенство нулю напряжений на границе раздела фаз, получим

$$\frac{dv_{x2}}{dy} = \frac{\sigma_e E}{\eta_2} \quad (1-32)$$

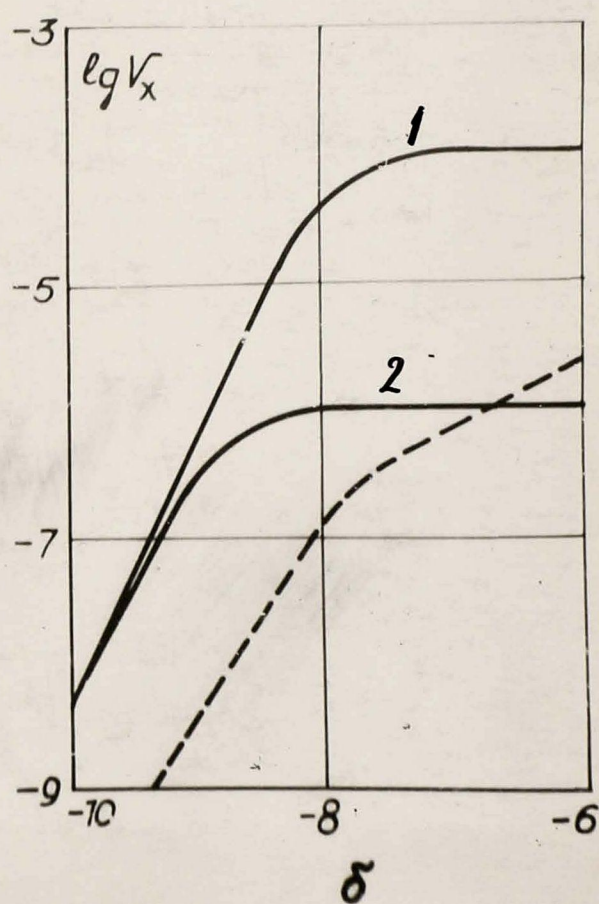
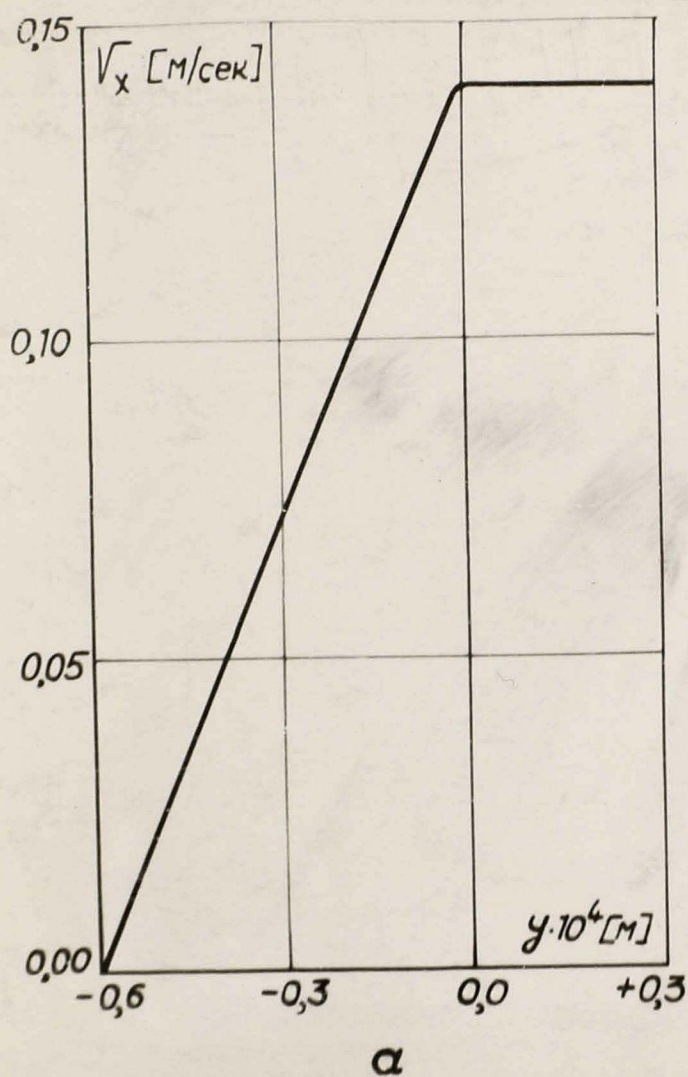


Рис. I-6. Профиль скорости жидкости у поверхности раздела фаз, формирующийся под действием электрического поля:

α — две жидкие фазы; δ — движение относительно раздела фаз: 1 — $V = 10^{-8}$ м; 2 — $V = 10^{-9}$ м, штриховая линия — профиль скорости, обусловленный действием механических сил (конечная скорость, как и в случае "I").

Движение под действием касательных напряжений во второй фазе уже рассматривалось. Решения (1-29), (1-32) для двух движущихся жидких фаз можно записать так:

$$v_x = \begin{cases} 0 & \text{при } -\infty < y < -y_{E2} \\ \frac{\sigma_e E}{\eta_2} (y + y_{E2}) & \text{при } -y_{E2} < y < 0 \\ \frac{\sigma_e E}{\eta_2} y_{E2} + \frac{E z c N e b^2}{6 \eta_1} \left[\frac{1}{2} \ln \left| \frac{(y+b)^2}{y^2 - by + b^2} \right| - \right. \\ \left. - \sqrt{3} \operatorname{arctg} \frac{2y-b}{\sqrt{3}b} + \sqrt{3} \operatorname{arctg} \frac{-1}{\sqrt{3}} \right] & \text{при } 0 < y < \infty \end{cases} \quad (1-33)$$

Анализ численных решений уравнений (1-29) и (1-32) показывает (см. рис. 1-6), что скорость движения электролита относительно поверхности раздела фаз при $y \approx b$ быстро убывает. Движение относительно поверхности раздела фаз определяется диффузионной частью слоя, а движение при наличии двух жидких фаз — полыми поверхностным зарядом, соответственно скорость движения в этом случае значительно ниже. Профиль скорости при наличии электрического поля существенно отличается от профиля скорости при отсутствии движущих сил в двойном слое. Для сравнения на рис. 1-6б) пунктиром показан профиль скорости под действием внешних сил при одинаковых скоростях ~~но~~ бесконечности.

4. Движение под действием внешнего магнитного поля.

Во внешнем магнитном поле ($B = B_y$, $B_x = 0$, $B_z = 0$) движение электролита параллельно оси x (см. рис. 1-4а) описывается уравнением

$$\frac{d}{dy} \left(\eta \frac{dv_x}{dy} \right) = [\vec{j} \times \vec{B}], \quad (1-34)$$

$v_x = 0$ при $y = 0$ и $v_x = \text{const}$ при $y = \infty$.

При движении жидкости в y границе раздела фаз в двойном слое возникает перенос зарядов — ток переноса. Этот ток компенсируется возвратным током проводимости. Взаимодействие тока с равномерным магнитным полем вызывает дополнительное движение жидкости вдоль оси x .

Ток в правой части уравнения (1-34) состоит из тока переноса зарядов

$$\vec{j}_1 = \rho_e \vec{v} \quad (1-35)$$

и возвратного компенсирующего тока проводимости

$$\vec{j}_2 = -\gamma \text{grad } U \quad (1-36)$$

Как показано в [ЛК-42] электрический потенциал обратно пропорционален квадрату расстояния от интерфейсной поверхности

$$U = -\frac{C_u}{y^2} \quad (1-37)$$

Постоянная в (1-37) определяется из очевидного условия для стационарного течения

$$\int_{y_0}^{\infty} \vec{j} dy = \int_{y_0}^{\infty} (\vec{j}_1 + \vec{j}_2) dy = 0 \quad (1-38)$$

Скорость в (1-35) подставляется из (1-27)

Решение уравнения (1-34) с учетом (1-35) - (1-38)

имеет вид

$$\frac{Bv_M z c e N b^3}{3\eta_1} \left\{ \sqrt{\frac{v_M \rho_1}{\eta_1 l_2}} \ln \left| \frac{b^3 + y^3}{3b^3} \right| - \frac{y_0^2}{b} \left[\sqrt{\frac{v_M \rho_1}{\eta_1 l_2}} \left(\frac{1}{y_{M1}} - \frac{1}{b} \right) + \frac{1}{2y_{M1}^2} \right] \left[\frac{1}{2} \ln \left| \frac{(y+b)^2}{y^2 - by + b^2} \right| - \sqrt{3} \operatorname{arctg} \frac{2y-b}{\sqrt{3}b} - \sqrt{3} \operatorname{arctg} \frac{1}{\sqrt{3}} \right] \right\}$$

при $0+b < y < y_{M1}$

$$\frac{Bv_M z c e N b^2}{3\eta_1} \left\{ \left[\frac{1}{2} - y_0^2 \left[\sqrt{\frac{v_M \rho_1}{\eta_1 l_2}} \left(\frac{1}{y_{M1}} - \frac{1}{b} \right) + \frac{1}{2y_{M1}^2} \right] \right] \left[\frac{1}{2} \ln \left| \frac{(y+b)^2}{y^2 - by + b^2} \right| - \sqrt{3} \operatorname{arctg} \frac{2y-b}{\sqrt{3}b} \right] + \left[\sqrt{\frac{v_M \rho_1}{\eta_1 l_2}} \left(\frac{1}{y_{M1}} - \frac{1}{b} \right) + \frac{1}{2y_{M1}^2} \right] y_0^2 \sqrt{3} \operatorname{arctg} \frac{1}{\sqrt{3}} + \right.$$

$$\left. + b \sqrt{\frac{v_M \rho_1}{\eta_1 l_2}} \ln \left| \frac{b^3 + y^3}{2b^3} \right| - \frac{1}{2} \left[\frac{1}{2} \ln \left| \frac{(y_{M1} + b)^2}{y_{M1}^2 - by_{M1} + b^2} \right| - \sqrt{3} \operatorname{arctg} \frac{2y_{M1} - b}{\sqrt{3}b} \right] \right\} \quad (1-39)$$

$$\left. - \sqrt{3} \operatorname{arctg} \frac{2y_{M1} - b}{\sqrt{3}b} \right\} \quad \text{при } y_{M1} < y < \infty$$

Касательные напряжения на границе раздела фаз можно

найти аналогично предыдущему случаю -

$$\tau_1 = \eta_1 \left(\frac{dv_{x1}}{dy} \right)_{y=0} = Bv_M \sqrt{\frac{\rho_1 \eta_1}{\rho_2 \eta_2}} \sigma_e = \eta_2 \left(\frac{dv_{x2}}{dy} \right)_{y=0} = \tau_2 \quad (1-40)$$

откуда

$$\frac{dv_{x2}}{dy} = \frac{Bv_M}{\eta_2} \sqrt{\frac{\rho_1 \eta_1}{\rho_2 \eta_2}} \sigma_e \quad (1-41)$$

В случае двух одинаковых фаз решение (I-34) - (I-41) имеет вид:

0

при $-\infty < y < -y_{B2}$

$$\frac{Bv_M}{\eta_2} \sqrt[3]{\frac{\rho_1 \eta_1}{\rho_2 \eta_2}} \sigma_e (y + y_{B2})$$

при $-y_{B2} < y < 0$

$$\frac{Bv_M}{\eta_2} \sqrt[3]{\frac{\rho_1 \eta_1}{\rho_2 \eta_2}} \sigma_e y_{B2}$$

при $0 < y < 0 + b$

$$\frac{Bv_M}{\eta_2} \sqrt[3]{\frac{\rho_1 \eta_1}{\rho_2 \eta_2}} \sigma_e y_{B2} + \frac{Bv_M z c e N B^3}{3 \eta_1} \left\{ \sqrt{\frac{v_M \rho_1}{\eta_1 l_2}} \ln \left| \frac{b^3 + y^3}{2b^3} \right| - \right.$$

$$\left. - \frac{y_0^2}{b} \left[\sqrt{\frac{v_M \rho_1}{\eta_1 l_2}} \times \left(\frac{1}{y_{M1}} - \frac{1}{b} \right) + \frac{1}{2y_{M1}^2} \right] \left[\frac{1}{2} \ln \left| \frac{(y+b)^2}{y^2 - by + b^2} \right| - \sqrt{3} \operatorname{arctg} \frac{2y-b}{\sqrt{3}b} - \right. \right.$$

$$\left. - \sqrt{3} \operatorname{arctg} \frac{1}{\sqrt{3}} \right] \}$$

при $b < y < y_{M1}$

$$\frac{Bv_M}{\eta_2} \sqrt[3]{\frac{\rho_1 \eta_1}{\rho_2 \eta_2}} \sigma_e y_{B2} + \frac{Bv_M z c e N B^2}{3 \eta_1} \left\{ \frac{1}{2} - y_0^2 \left[\sqrt{\frac{v_M \rho_1}{\eta_1 l_2}} \times \right. \right.$$

$$\left. \times \left(\frac{1}{y_{M1}} - \frac{1}{b} \right) + \frac{1}{2y_{M1}^2} \right] \left[\frac{1}{2} \ln \left| \frac{(y+b)^2}{y^2 - by + b^2} \right| - \sqrt{3} \operatorname{arctg} \frac{2y-b}{\sqrt{3}b} \right] + \quad (I-42)$$

$$+ \left[\sqrt{\frac{v_M \rho_1}{\eta_1 l_2}} \left(\frac{1}{y_{M1}} - \frac{1}{b} \right) + \frac{1}{2y_{M1}^2} \right] y_0^2 \sqrt{3} \operatorname{arctg} \frac{1}{\sqrt{3}} +$$

$$+ b \sqrt{\frac{v_M \rho_1}{\eta_1 l_2}} \ln \left| \frac{b^3 + y_{M1}^3}{2b^3} \right| - \frac{1}{2} \left[\frac{1}{2} \ln \left| \frac{(y_{M1}+b)^2}{y_{M1}^2 - by_{M1} + b^2} \right| - \right.$$

$$\left. - \sqrt{3} \operatorname{arctg} \frac{2y_{M1}-b}{\sqrt{3}b} \right] \}$$

при $y_{M1} < y < \infty$

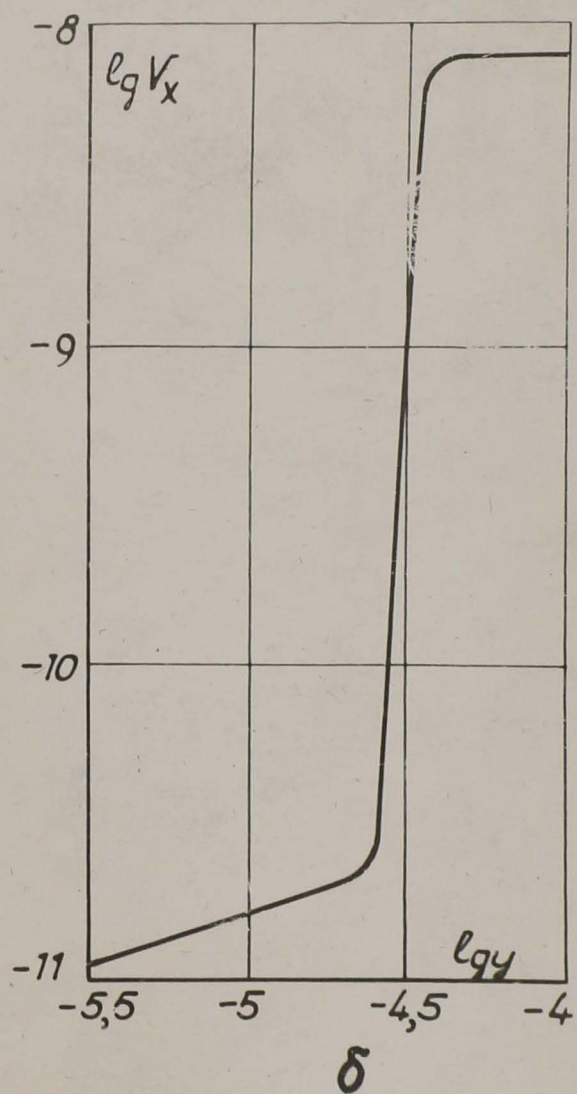
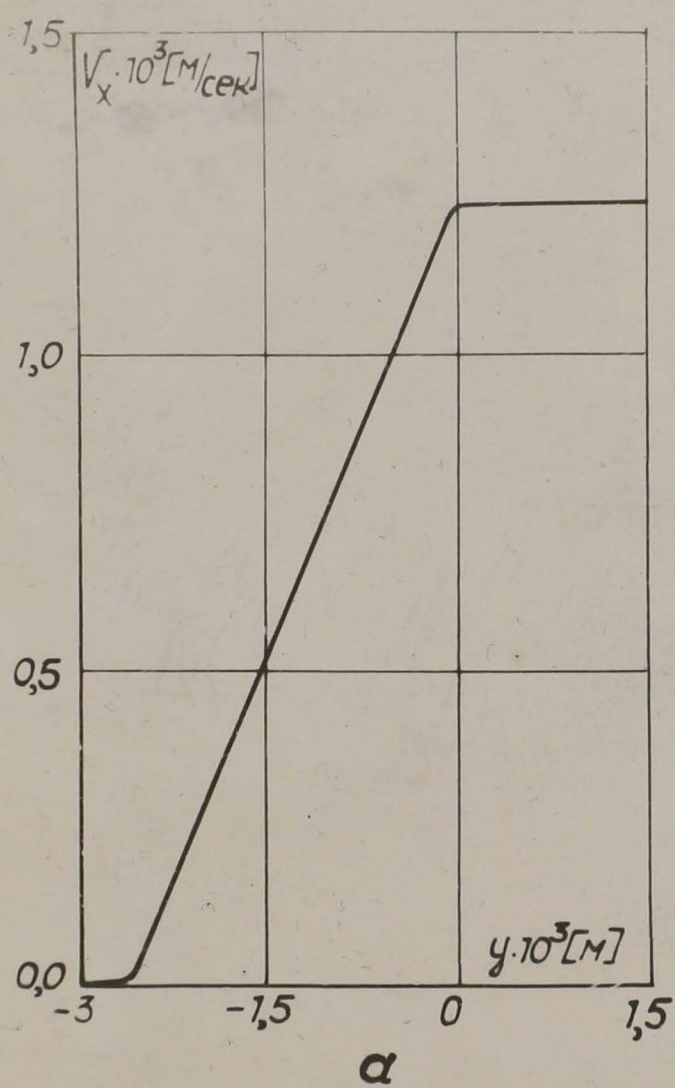


Рис. I-7. Профиль скорости жидкости у поверхности раздела фаз, формирующийся под действием магнитного поля: α — две жидкие фазы; δ — движение относительно поверхности раздела фаз.

Из расчетов вытекает, что движение под действием равномерного магнитного поля может возникнуть только при одновременном действии у межфазной поверхности иных сил. Скорость движения (рис. 1-7) возрастает в основном во второй фазе и она на несколько порядков больше, чем в первой фазе.

5. Движение под действием скрещенных электрического и магнитного полей.

При взаимном скрещении электрического и магнитного полей наряду с вышеописанными для конвекции дополнительно возникает движение, обусловленное взаимодействием токов, вызванных электрическим полем, с магнитным полем.

Движение у плоскости раздела фаз xz вдоль оси z под действием электрического поля $E = E_x$ ($E_y = E_z = 0$) и магнитного поля $B = B_y$ ($B_x = B_z = 0$) описывается уравнением :

$$\frac{d}{dy} \left(\eta \frac{dv_z}{dy} \right) = \left[\vec{j}_E \times \vec{B} \right] \quad (1-43)$$

$$v_z = 0 \quad \text{при } y = 0$$

$$v_z = \text{const} \quad \text{при } y = \infty$$

В данном случае результирующий ток складывается из тока переноса заряда, компенсирующего возвратного и объемного токов проводимости. Ток переноса заряда и компенсирующей возвратный ток определяется аналогично предыдущему (1-35) - (1-38), с тем отличием, что скорость в (1-35) подставляется из (1-33) или (1-30). Объемный ток проводимости

$$\vec{j}_3 = \gamma_1 \vec{E}$$

(1-44)

Решение уравнения (I-43) с учетом (I-35) - (I-38), (I-30), (I-44)

$$\begin{aligned}
 v_2 = & \left\{ \frac{EB}{\eta_1} \left[\frac{\gamma_1 y^2}{2} + b^2 \left[\frac{\gamma_1}{3} + \frac{\sqrt{3}\pi}{72} \frac{(zcNe)^2}{\eta_1} (b^2 + y_0^2) \right] \right] x \right. \\
 & \times \left[\frac{1}{2} \ln \left| \frac{(y+b)^2}{y^2 - by + b^2} \right| - \sqrt{3} \operatorname{arctg} \frac{y\sqrt{3}}{2b-y} \right] - \frac{\sqrt{3}\pi}{72} \frac{(zcNe)^2 b^4}{\eta_1} x \\
 & \times \left. \left[\frac{1}{2} \ln 4 - \sqrt{3} \operatorname{arctg} \sqrt{3} \right] \right\} \quad \text{при } 0+b < y < b_2 \\
 & \left\{ \frac{EB}{\eta_1} \left[\frac{\gamma_1 b_2^2}{2} + b^2 \left[\frac{\gamma_1}{3} + \frac{\sqrt{3}\pi}{72} \frac{(zcNe)^2}{\eta_1} (b^2 - y_0^2) \right] \right] x \right. \\
 & \times \left[\frac{1}{2} \ln \left| \frac{(y+b)^2}{y^2 - by + b^2} \right| - \sqrt{3} \operatorname{arctg} \frac{y\sqrt{3}}{2b-y} \right] - \frac{\sqrt{3}\pi}{72} \frac{(zcNe)^2 b^4}{\eta_1} x \\
 & \times \left. \left[\frac{1}{2} \ln 4 - \sqrt{3} \operatorname{arctg} \sqrt{3} \right] \right\} \quad \text{при } b_2 < y < \infty
 \end{aligned}$$

(I-45)

Касательные напряжения на поверхности раздела фаз при наличии скрещенных полей определяются соотношениями

$$\tau_1 = \eta_1 \left(\frac{dv_{z1}}{dy} \right)_{y=0} = \int [\vec{j} \times \vec{B}] dy = \frac{\sigma_e^2 EB}{\eta_2} y_{E2} = \tau_2 \quad (I-46)$$

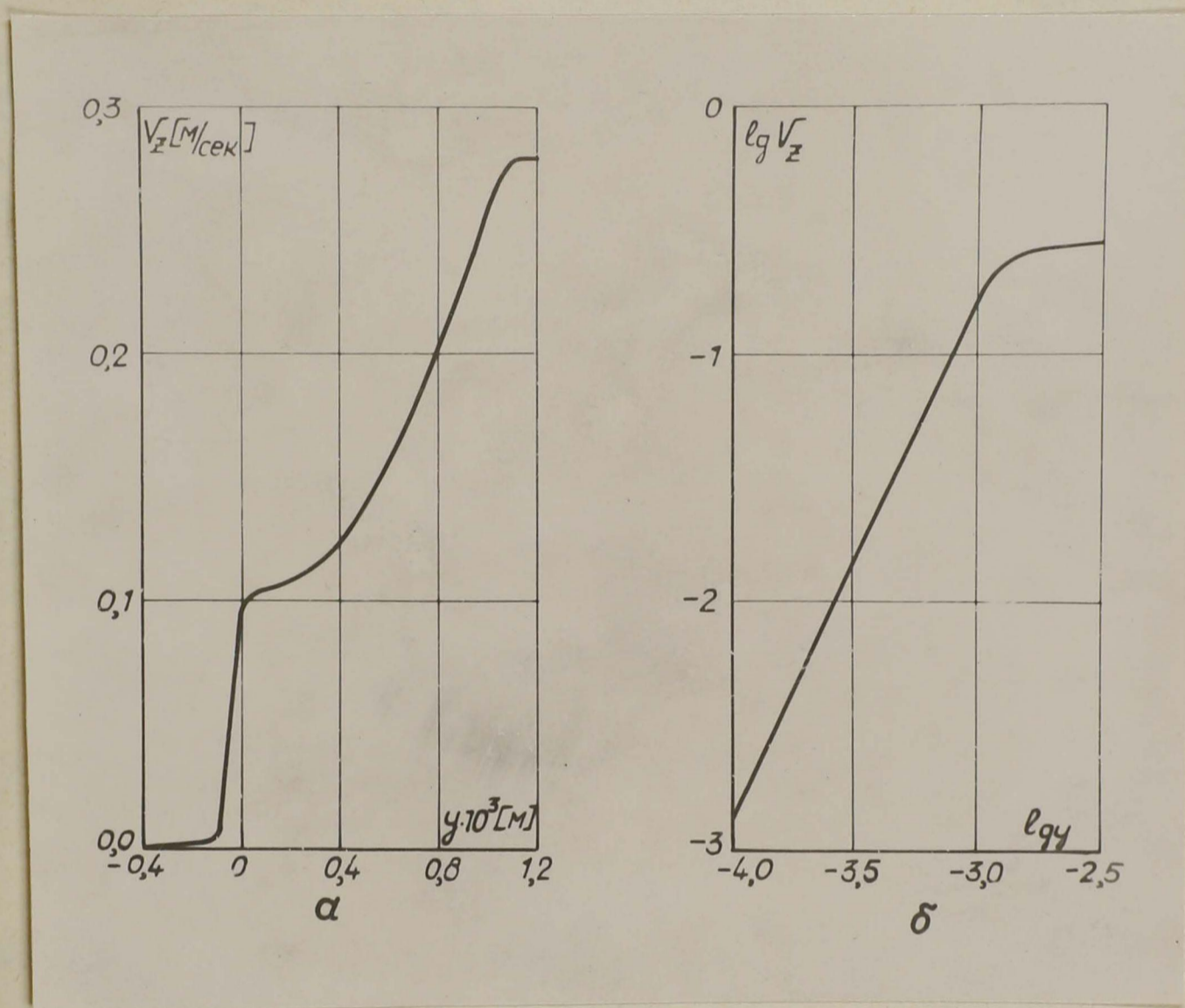


Рис. I-8. Профиль скорости у поверхности раздела фаз при наличии скрещенных электрического и магнитного полей:
 α — две жидкие фазы; δ — движение относительно поверхности раздела фаз.

Решение (I-) , (I-43) для случая двух жидких

фаз

0

при $-\infty < y - y_{B2}$

$$\frac{EB\sigma_e^2}{\eta_2^2} y_{E2} (y + y_{B2})$$

при $-y_{B2} < y < 0$

$$\frac{EB\sigma_e^2}{\eta_2^2} y_{E2} y_{B2}$$

при $0 < y < 0 + b$

$$\frac{EB\sigma_e^2 y_{B2} y_{E2}}{\eta_2^2} + \frac{EB\gamma_1 y^2}{2\eta_1} + \frac{EB}{\eta_1} \left\{ b^2 \left[\frac{\gamma_1}{3} + \frac{\sqrt{3}\pi}{72} \frac{(zceN)^2}{\eta_1} (b^2 - \right.$$

(I-47)

$$\left. - y_0^2) \right] \left[\frac{1}{2} \ln \left| \frac{(y+b)^2}{y^2 - by + b^2} \right| - \sqrt{3} \operatorname{arctg} \frac{y\sqrt{3}}{2b-y} - \right.$$

$$\left. - \frac{\sqrt{3}\pi}{72} \frac{(zceN)^2 b^4}{\eta_1} \left[\frac{1}{2} \ln 4 - \sqrt{3} \operatorname{arctg} \sqrt{3} \right] \right\} \text{ при } 0 < y < b_2$$

$$\frac{EB\sigma_e y_{E2} y_{B2}}{\eta_2} + \frac{EBb_2^2}{2\eta_1} + \frac{EB}{\eta_1} \left\{ b^2 \left[\frac{\gamma_1}{3} + \frac{\sqrt{3}\pi}{72} \frac{(zceN)^2}{\eta_1} (b^2 - \right.$$

$$\left. - y_0^2) \right] \left[\frac{1}{2} \ln \left| \frac{(y+b)^2}{y^2 - by + b^2} \right| - \sqrt{3} \operatorname{arctg} \frac{y\sqrt{3}}{2b-y} \right] -$$

$$\left. - \frac{\sqrt{3}\pi}{72} \frac{(zceN)^2 b^4}{\eta_1} \left[\frac{1}{2} \ln 4 - \sqrt{3} \operatorname{arctg} \sqrt{3} \right] \right\} \text{ при } b_2 < y < \infty$$

Численные решения уравнений (I-43) и (I-46) показаны на рис. I-8. Подобно предыдущим рисункам, на рис. I-8а представ-
лен профиль скоростей в случае двух жидких фаз, а на рис
I-8б представлен профиль скорости электролита относительно
поверхности раздела фаз. Из расчетов следует, что скорость
движения жидкости под действием окрещенных полей парас-
тает как в первой, так и во второй фазах. При высокой прово-
дкости первой фазы основной вклад в общую скорость жидко-
сти дает скорость первой фазы и, наоборот, при малой проводи-
мости первой фазы основной вклад в общую скорость может да-
вать вторая фаза. Движение в первой фазе (в отличие от скорости
второй фазе) слабо зависит от свойств двойного слоя.

6. Самотормозные движения двойного слоя.

Ввиду переноса зарядов двойного слоя по ходу движения жидкости, у межфазной поверхности возникает разность потенциалов. Электрическое поле, обусловленное этой разностью потенциалов, вызывает перенос зарядов двойного слоя, который увлекает жидкость в направлении, противоположном направлению основного потока. Величину этого эффекта можно оценить из уравнений (I-35)-(I-38). Подставляя (I-35), (I-18) и (I-36), (I-36), (I-37), (I-30) в (I-38), можно получить связь скорости v (без учета торможения) и скорости торможения v_T

$$\frac{z_c N e b^3}{y^3} v = \gamma_1 v_T \frac{6 \eta_1}{z_c N e b^2 \left[\frac{1}{2} \ln \left| \frac{(y+b)^2}{y^2 - yb + b^2} \right| - \sqrt{3} \operatorname{arctg} \frac{2y-b}{\sqrt{3}b} + \sqrt{3} \operatorname{arctg} \frac{-1}{\sqrt{3}} \right]}$$

(I-48)

Удобнее пользоваться отношением скорости торможения v_T к основной скорости

$$\frac{v_T}{v} = \frac{1}{6} \frac{(z_c N e b)^2}{\gamma_1 \eta_1} \frac{b^3}{y^3} \left[\frac{1}{2} \ln \left| \frac{(y+b)^2}{y^2 - yb + b^2} \right| - \sqrt{3} \operatorname{arctg} \frac{2y-b}{\sqrt{3}b} + \sqrt{3} \operatorname{arctg} \frac{-1}{\sqrt{3}} \right]$$

(I-49)

Если величина (I-49) мала, то эффект торможения пренебрежительно и его можно не учитывать. При большой величине (I-49) необходимо учитывать эффект торможения либо путем последовательных приближений, либо условным уравнением.

В случае двух жидких фаз аналитический расчет (I-33), (I-35) - (I-38) приводит к выражению

$$\frac{v_T}{v} = a_2 \frac{\sigma^2}{\gamma_1 \eta_2} \quad (I-50)$$

где a_2 - обозначена постоянной, представляющая комбинацию известных постоянных.

Учитывать эффект торможения следует так же как и в предыдущем случае.

§ 3. Критерия подобия, характеризующие двойной слой и движение у межфазной поверхности.

I. Преимущества критерияльного описания.

Строение двойного слоя и движение на участке поверхности тела, рассмотренные выше, позволили высказать основные закономерности явлений у межфазной поверхности в электромагнитном поле. Для перехода от простых случаев, допускающих аналитические решения, к практически интересным сложным задачам, необходимо обобщение полученных решений. Наиболее эффективным путем для этого является описание процессов в обобщенных переменных и использование аппарата теории подобия [11-46, 11-47]. Обработка результатов исследования в виде обобщенных переменных — критериев подобия и установление между ними зависимости в виде критерияльных уравнений позволяет распространять результаты исследования на группу подобных явлений.

Безразмерные комплексы — критерии могут быть получены приведением рассмотренных выше выражений к безразмерному виду и приведением к безразмерной форме ограничений и допущений, которые необходимы для получения аналитических решений задач электромагнитной гидродинамики с учетом двойного слоя.

Наиболее существенные критерии, полученные на основе материалов предыдущих параграфов, приводятся ниже.

2. Критерии, характеризующие строение и свойства двойного слоя.

Важной характеристикой двойного слоя является его равновесность, т.е. отсутствие тока через границу раздела фаз. Поле энергии ^{иона} в поле двойного слоя, пропорциональная плотности поверхностного заряда, меньше энергии гидратации иона, выходящего его из гидратной оболочки и разряда на границе раздела фаз не происходит. При некоторой плотности поверхностного заряда энергия иона в поле двойного слоя достигает величины энергии гидратации иона, в этом случае происходит разряд иона. Таким образом, возможность разряда иона характеризуется величиной

$$K_{01} = \frac{\sigma_e}{\sigma_{em}} \quad (1-51)$$

отношения действительной плотности поверхностного заряда к граничной. В частном случае, когда избыточный заряд создается внешним электрическим полем, пробой двойного слоя будет характеризоваться величиной отношения падения потенциала в области двойного слоя к термодинамическому потенциалу соприкасающихся фаз:

$$K_{01} = \frac{u}{\varphi} \quad (1-52)$$

Такая запись применима, например, для плоского электрода.

Для частицы с размером $l_2 \parallel \vec{E}$ (1-52) переходит в

$$K_{02} = \frac{El_2}{\varphi} \quad (1-53)$$

Критическим значением для критериев K_{01} , K_{02} (1-51) - (1-53) является единица; ток может проходить через межфазную поверхность только при значениях критерия больших единицы.

Существенное влияние на движение в двойном слое оказывает распределение заряда между адсорбционной и диффузионной частями двойного слоя. Характерной величиной, определяющей адсорбционный заряд, является отношение энергии адсорбции ионов к энергии их теплового движения:

$$K_{03} = \frac{W_a}{kT} \quad (1-54)$$

Плотность заряда в адсорбционной части можно определить с помощью (1-54) следующим образом

$$\sigma_{ea} = a_{01} K_{01}^{d_{01}} \quad (1-55)$$

В жидкостях при обычных условиях энергия адсорбции значительно превышает энергию теплового движения и критерий K_{03} порядка 10. В конденсированных газах, вследствие высокой температуры, $K_{03} < 1$.

Практически удобнее пользоваться произвольным критерием, определяемым отношением величины заряда диффузионной части σ_{ed} к общему заряду двойного слоя $\sigma_e = \sigma_{ea} + \sigma_{ed}$

$$K_{04} = \frac{\sigma_{ed}}{\sigma_e} = \left[1 - \frac{\sigma_{ea}}{\sigma_e} \right] = \left[1 - a_{02} K_{03}^{d_{01}} \right] \quad (1-56)$$

Величина которого характеризует влияние диффузионной части двойного слоя на движение дисперсионной части. В электролитах величина K_{04} имеет порядок $10^{-3} - 10^{-5}$,

т.е. весь заряд двойного слоя можно считать сосредоточенным в сферической поверхности. В конденсированных газах, ввиду малости K_{03} , величина K_{04} может приближаться к 1.

3. Соотношения характерных размеров.

Отношение характерного размера двойного слоя (I-17) к характерному размеру частицы

$$K_{05} = \frac{b}{l_2} = \frac{1}{l_2} \sqrt[3]{\frac{\sigma_e r_0^2}{Ne z c}} K_{04}^{\frac{1}{3}} \quad (I-57)$$

определяет допустимость рассмотрения двойного слоя как плоского

. В электролитах величина K_{05} для грубодисперсных частиц порядка 10^{-4} . В конденсированных газах (а также в жидкостях для частиц, состоящих из нескольких десятков молекул) величина K_{05} может превышать единицу. В таком случае следует учитывать кривизну поверхности.

Величина переносимого заряда и скорость его движения зависят от характерного размера двойного слоя и толщины пограничного слоя. Вблизи поверхности раздела фаз имеется значительная плотность заряда, но скорость движения его относительно поверхности раздела незначительная. На расстоянии порядка толщины b пограничного слоя — скорость движения большая, но незначительная плотность заряда. Таким образом движение заряда двойного слоя относительно сферической поверхности может быть охарактеризовано двойно: скоростью движения заряда на расстоянии порядка толщины двойного слоя или величиной плотности заряда на расстоянии порядка толщины пограничного слоя, или в безразмерной форме соотношением

толщины двойного слоя b и толщиной пограничного слоя δ

$$K_{06} = \frac{b}{\delta} = \sqrt{\frac{\nu \rho_1}{l_2 \eta_1}} \sqrt[3]{\frac{\sigma_e \Gamma_0^2}{Ne z c}} K_{04}^{\frac{1}{3}} \quad (I-58)$$

Для растворов электролитов величина K_{06} порядка $10^{-6}-10^{-3}$, для ионизованных газов K_{06} может быть больше единицы.

Наиболее сильное изменение свойств наблюдается в адсорбционной части двойного слоя. Величина отношения характерного размера адсорбционной части b_5 к размеру фазы l_2

$$K_{07} = \frac{b_5}{l_2} \quad (I-59)$$

определяет относительную роль изменения свойств вещества в ^{нрв} близлежащей области двойного слоя.

4. Самоторможение движения в двойном слое.

Возникающий ввиду сдвига зарядов двойного слоя потенциал (потенциал течения, эффект Дорна) препятствует свободному движению зарядов и тормозит двойной слой. Этот эффект можно характеризовать с помощью критерия

$$K_{08} = \frac{\gamma_1 \eta_1}{(z c N e b)^2} \quad (I-60)$$

По существу критерий K_{08} является основной определяющей частью решения (I-49).

Самоторможение поверхности раздела фаз можно характеризовать критерием K_{09}

$$K_{09} = \frac{\gamma_1 \eta_2}{\sigma_e^2}$$

(I-61)

Аналогично предположению (I-61) получено из (I-59).

5. Критерия гидромеханического подобия.

Основным определяющим критерием в случае движения под действием жидкостных сил является

$$K_{11} = \frac{\rho \rho_1 l_2}{\eta_1^2}$$

(I-62)

Определяющим критерием является

$$K_{12} = \frac{\rho_1 v l_2}{\eta_1}$$

(I-63)

Решение (I-27) показывает, что кроме (I-62), (I-63) в случае двух жидких фаз существенным является критерий

$$K_{13} = \sqrt[3]{\frac{\rho_1 \eta_1}{\rho_2 \eta_2}}$$

(I-64)

который характеризует увеличение скорости относительного движения фаз за счет движения второй фазы.

Выражение (I-64) применимо при наличии развитых пограничных слоев в каждой из фаз.

При невыполнении этого условия (I-64) распадается на два выражения

$$K_{14} = \frac{\eta_1}{\eta_2}$$

(I-65)

$$K_{15} = \frac{\rho_1}{\rho_2}$$

(I-66)

В случае преобладающей роли жидких сил вместо K_{13}

6. Критерии гидродинамического подобия.

Критерии, характеризующие движение под действием электрического поля, можно получить из (1-33). При умножении на $\frac{\rho_2 l_2}{\eta_2}$ левая часть (1-33) превращается в определяющий критерий

$$K_{21} = \frac{\rho_2 l_2 v_{E2}}{\eta_2} \quad (1-67)$$

а из первого члена правой части при этом получается определяющий критерий

$$K_{22} = \frac{\sigma_e E \rho_2 l_2^2}{\eta_2^2} \quad (1-68)$$

который характеризует силы возникающие в результате взаимодействия внешнего электрического поля с зарядом двойного слоя при подвижной межфазной поверхности. Критерий (1-68) аналогичен (1-62). Из сравнения K_{22} и K_{11} следует, что при движении под действием электрического поля роль сил давления выполняет произведение плотности заряда двойного слоя на напряженность внешнего электрического поля.

Критерий K_{21} характеризует движение жидкости во второй фазе. В случае ограниченной (дисперсной) второй фазы необходимо характеризовать движение частиц относительно первой фазы. Для этого следует ввести производный критерий

$$K_{23} = K_{21} K_{14}^{-2} K_{15} \quad (1-69)$$

При умножении (1-33) на $\frac{\rho_1 l_2}{\eta_1}$ левая часть дает определенный критерий

$$K_{24} = \frac{\rho_1 l_2 v_E}{\eta_1} \quad (1-70)$$

а второй член правой части определяющий критерий

$$K_{25} = \frac{E_{zc} N e v^2 \rho_1 l_2}{\eta_1^2} \quad (1-71)$$

Характеризующий силовое воздействие внешнего электрического поля на диффузионную часть двойного слоя.

Критерий (1-71) аналогичен (1-62). Исключая из (1-71) критерий K_{05} , можно видеть, что роль сил дamped в этом случае выполняет выражение $E_{zc} N e v \sim \rho$.

7. Критерии гидромагнитного подобия.

Аналогично предположительно, умножая (1-42) на $\frac{\rho_2 l_2}{\eta_2^3}$ можно получить определенный критерий

$$K_{31} = \frac{\rho_2 l_2 v_{B2}}{\eta_2} \quad (1-72)$$

и определяющий критерий

$$K_{32} = \frac{v v_m \sigma e l_2^2 \rho_2}{\eta_2^2} \quad (1-73)$$

характеризующий силы воздействия магнитного поля на движение двойного слоя вместе с поверхностью раздела фаз.

Из сравнения (1-73) с (1-62) и (1-63) следует, что в случае движения под действием магнитного поля, роль сил дamped выполняет произведение $v v_m \sigma e \sim \rho$.

Критерий K_{31} характеризует движение жидкости во второй фазе. Если вторая фаза занимает не полупространство, а ограниченный объем, характерной является скорость движения центра тяжести частицы второй фазы относительно первой фазы. В этом случае удобнее применить произвольный критерий

$$K_{33} = K_{31} K_{14}^{-2} K_{15} \quad (I-74)$$

При умножении (I-42) на $\frac{\rho_1 l_2}{\eta_1}$ можно получить определенный критерий

$$K_{34} = \frac{\rho_1 l_2 v_B}{\eta_1} \quad (I-75)$$

и из второго члена правой части, определяющий критерий

$$K_{35} = \frac{B v_m z c N e v^2 \rho_1 l_2}{\eta_1^2} \quad (I-76)$$

который характеризует силу воздействия магнитного поля на движущуюся диффузионную часть зерна двойного слоя. Исключая из (I-76) критерий K_{05} и сравнивая с (I-68), видно, что роль сил джоулевой в этом случае выполняет произведение

$$B v_m z c N e v \sim p$$

Остальная часть решения (I-42) характеризуется соотношениями линейных размеров, т.е. критериями K_{05} , K_{06} и комбинациями критериев.

В. Критерий гидродинамического подобия

Отношение первого члена правой части решения к второму дает критерий K_{41}

$$K_{41} = \frac{\sigma_e^2 \eta_1}{\gamma_1 \eta_2^2} \quad (1-77)$$

который характеризует преобладание взаимодействия тока переноса зарядов с магнитным полем, описываемого первым членом, над взаимодействием с E -ового тока проводимости с магнитным полем, описываемого вторым членом.

При большой величине (1-77) движению определяется взаимодействием тока переноса заряда двойного слоя с магнитным полем H , соответственно, вторым членом решения (1-47) можно пренебречь. При уменьшении упреждающего таким путем решения (1-47) на $\rho_2 l_2 / \eta_2$ его левая часть переходит в определяемый критерий

$$K_{42} = \frac{\rho_2 l_2 V_{EB}}{\eta_2} \quad (1-78)$$

в правой в определяемый

$$K_{43} = \frac{EB \sigma_e^2 \rho_2 l_2^3}{\eta_2^3} \quad (1-79)$$

который характеризует движение сани, обусловленное взаимодействием двойного слоя со сфокусированными электрическими и магнитными полями. Из сравнения (1-79) с (1-62) следует, что роль сил давления в этом случае выполняет комбинация

$$EB \sigma_e^2 l_2 / \eta_2 \sim P$$

При малой величине K_{41} можно пренебречь первым членом правой части (1-47). В этом случае, унося (1-47) на $\rho_1 l_2 / \eta_1$, левая часть переходит в определяемый кри-

терий

$$K_{44} = \frac{\rho_1 l_2 v_{EB}}{\eta_1} \quad (I-80)$$

а правая часть переходит в определяющий критерий

$$K_{45} = \frac{EB \gamma_1 l_2 \rho_1}{\eta_1^2} \quad (I-81)$$

характеризующий силовое взаимодействие магнитного поля с объемными токами проводимости, вызванными скрещенным электрическим полем. Сравнивая (I-81) с (I-62), видно, что роль сил давления в случае (I-81) выполняет комплекс

$$EB \gamma_1 l_2 \sim p$$

Относительно третьего члена решения (I-47) следует отметить, что с одной стороны он обычно по величине меньше первых двух, а с другой стороны описывается комбинациями уже введенных критериев.

Аналогично предыдущим случаям, движение дисперсной частицы жидкой второй фазы удобнее описывать производным критерием

$$K_{46} = K_{42} K_{14}^{-2} K_{15} \quad (I-82)$$

9. Классификация критериев подобия.

Критерии электромагнитной гидродинамики с учетом двойного слоя можно подразделить на несколько групп

Группа основных определяющих критериев включает K_{11} ,

$$K_{22}, K_{35}, K_{25}, K_{32}, K_{43}, K_{45}$$

Эти критерии характеризуют силы, вызывающие движение жидкости. Критерий K_{11} характеризует массовые силы, а критерий K_{45} объемные силы. Эти критерии выделяются из

зависимости от вязкости второй фазы (дисперсной частицы). В случае действия поверхностных сил, связанных с особенностями двойного слоя, вид определяющего критерия зависит от вида частицы, т.е. не является она твердой или жидкой (K_{25} или K_{22} , K_{35} или K_{32}). Группа определяемых критериев включает K_{12} , K_{23} , K_{24} , K_{33} , K_{34} , K_{44} , K_{46} . Эти критерии по форме аналогичны критерию Рейнольдса. По-существу они имеют тождественный смысл лишь при малых значениях критерия Рейнольдса.

Критерии K_{02} , K_{41} , K_{08} , K_{09} , K_{13} , K_{14} , K_{15} можно объединить в одну группу. Величина этих критериев может существенно сказываться на процессах в двойном слое, а также режимах движения в первой и второй фазах. Существенное отличие приведенных критериев от основных определяющих критериев состоит в том, что как при экстремальных значениях критериев этой группы явления переноса - автомоделены. Существует только сравнительно узкая область их изменения, в которой они существенно сказываются на процессах движения. В областях автомоделенности критерии служат для выделения отдельных классов явлений переноса.

Группа критериев K_{04} , K_{05} , K_{06} , K_{07} во многом аналогична предыдущей группе.

В данной работе рассмотрен только класс явлений переноса, автомоделенный относительно этих критериев. При больших значениях критериев этой группы явления переноса не автомоделены.

§ 4. Некоторые приложения теории.

1. Интенсификация процессов обмена.

Зависимость явлений переноса вблизи поверхности раздела фаз от свойств двойного слоя, с одной стороны, и возможность в известных пределах управлять движением и свойствами двойного слоя, с другой стороны, позволяют управлять процессами обмена между фазами и, в частности, интенсифицировать их.

Существенной интенсификации процесса следует ожидать при использовании двух жидких фаз. В этом случае, действием электрического и магнитного полей можно заставить межфазную поверхность двигаться в заданном направлении со значительной скоростью. Движение межфазной поверхности и прилегающих слоев приводит к интенсивному перемешиванию жидкости в каждой из фаз, что также способствует интенсификации обмена. Особый интерес это явление может представлять для процессов экстракции.

2. Пристеночные и приэлектродные явления.

Поверхность стенки или электрода, обращенная к потоку является межфазной границей. Движение у межфазной границы описывается уравнением (1-20). Поэтому, решения уравнения движения и соответствующие критерии подобия применимы для описания процессов переноса вблизи стенки или электрода.

3. Сепарация в электрическом и магнитном полях.

Скорость движения в электрическом и магнитном полях согласно уравнениям (1-33), (1-42) и (1-41) зависит от характеристик двойного слоя. При наличии в жидкости различных частиц отдельные однородные группы частиц под действием одного и того же электрического и магнитного поля будут двигаться с различными по величине (и даже знаку) скоростями. При наличии электрического поля сепарация произойдет по величине критерия K_{02} , что дает возможность разделять частицы по размерам. При $K_{02} > 1$ можно вести сепарацию по проводимости дисперсной фазы. Возможны различные комбинации полей для осуществления сепарации. Так, сепарация по удельному весу в горизонтальных скрещенных электрическом и магнитном полях нашла применение в технологии обогащения полезных ископаемых. Аналогичные приемы используются для сепарации мелких биологических объектов. Подробнее движение частицы в электрическом и магнитном полях рассматривается в следующих главах.

Глава вторая

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ДВИЖЕНИЯ РТУТНЫХ КАПЕЛЬ .

§ I. Установка и методика эксперимента.

I. Задачи эксперимента.

В предыдущей главе рассмотрено движение на участке межфазной поверхности в электрическом и магнитном полях при больших числах Рейнольдса. Для получения аналитических решений были сделаны необходимые упрощения. Экспериментальная проверка позволяет определить пределы применимости принятой модели процессов и уточнить некоторые коэффициенты в упомянутых решениях.

Основными параметрами, определяющими величину эффектов, являются плотность поверхностного заряда и скорость его движения. Требования достаточной плотности поверхностного заряда и возможно большей скорости его движения выполняются для системы капля ртути — электролит.

Область теоретического и экспериментального исследования частично перекрываются и частично дополняют друг друга. Движение капли ртути в электролите является частным случаем теоретических исследований, изложенных в предыдущей главе. С другой стороны экспериментальное изучение движения капель ртути включает вопросы циркуляции жидкости внутри капли, отрыва пограничного слоя и др. Частичное перекрытие областей приложения и эксперимента позволяет осуществить проверку теории.

Экспериментально изучено движение частицы в основном в области малых чисел Рейнольдса.

В частности движение частиц под действием силы тяжести при малых числах Рейнольдса ($Re < 1$) изучалось в работах [Л2-1, ÷ Л2-5], под действием электрического поля, а так же влияние на движение двойного слоя - в работах [Л2-6, + Л2-9]; движение в скрещенных электрическом и магнитном полях - в работе [Л2-10]. Движение частицы под действием силы тяжести изучалось и в переходной области [Л2-11, ÷ Л2-13]. Движение частицы под действием магнитного поля экспериментально вообще не изучалось.

С увеличением числа Рейнольдса картина движения усложняется [Л2-14], сопротивление движению частицы значительно возрастает [Л2-15 ÷ Л5-17]. При $Re \gg 1$ траектория движения уже не является прямой, однако количественного изучения траекторий до сих пор не проводилось.

Таким образом движение частицы экспериментально изучено лишь при малых числах Рейнольдса и частично в переходной области.

Задачей эксперимента является изучение движения частицы в широкой области чисел Рейгольдса, и, прежде всего, изучение движения частицы под действием электромагнитного поля и закономерностей движения в области преобладающего вихревого сопротивления.

Особый интерес при этом представляют исследования статистических характеристик траекторий частиц и влияния свойств двойного слоя на движение частицы.

Для проведения этих исследований предварительно необходимо решить задачу создания установки и методики эксперимента, пригодных для статистического изучения движения

2. Установка.

Общий вид установки показан на рис. 2-1. В верхней части установки расположен координатный узел и закрепленный в нем капилляр. В центре установки находится электромагнит, в его зазоре помещен канал. На рис. 2-2 показаны комбинации силовых полей, которые возможно осуществлять в канале. Комбинации 9+ 12 осуществляются путем ^{перевота} магнита и канала на $\frac{\pi}{2}$.

Питание электромагнита и создание электрического поля в канале осуществляется серийными выпрямителями со сглаживающими фильтрами.

В канале смонтирован координатный крест, относительно которого можно перемещать капилляр с помощью координатного узла: в горизонтальной плоскости с помощью двух взаимноперпендикулярных микрометров и по вертикали вместе с узлом по стойке. Схема координатного устройства показана на рис. 2-3.

Для измерения вертикальных скоростей использовалась схема, основанная на точном измерении времени прохождения частицей расстояния между двумя фиксированными горизонтальными плоскостями. Измеряемое время порядка секунды фиксировалось с точностью до 0,0001 сек. Схема измерения вертикальных скоростей показана на рис. 2-4. При прохождении каплей (размыкании) верхней пары контактов триггер открывает линию генератор Г - пересчетный прибор ПС-100. При прохождении каплей (замыкании) нижней пары контактов триггер закрывает линию. Пересчетный прибор отсчитывает количество импульсов в промежутке времени между размыканием

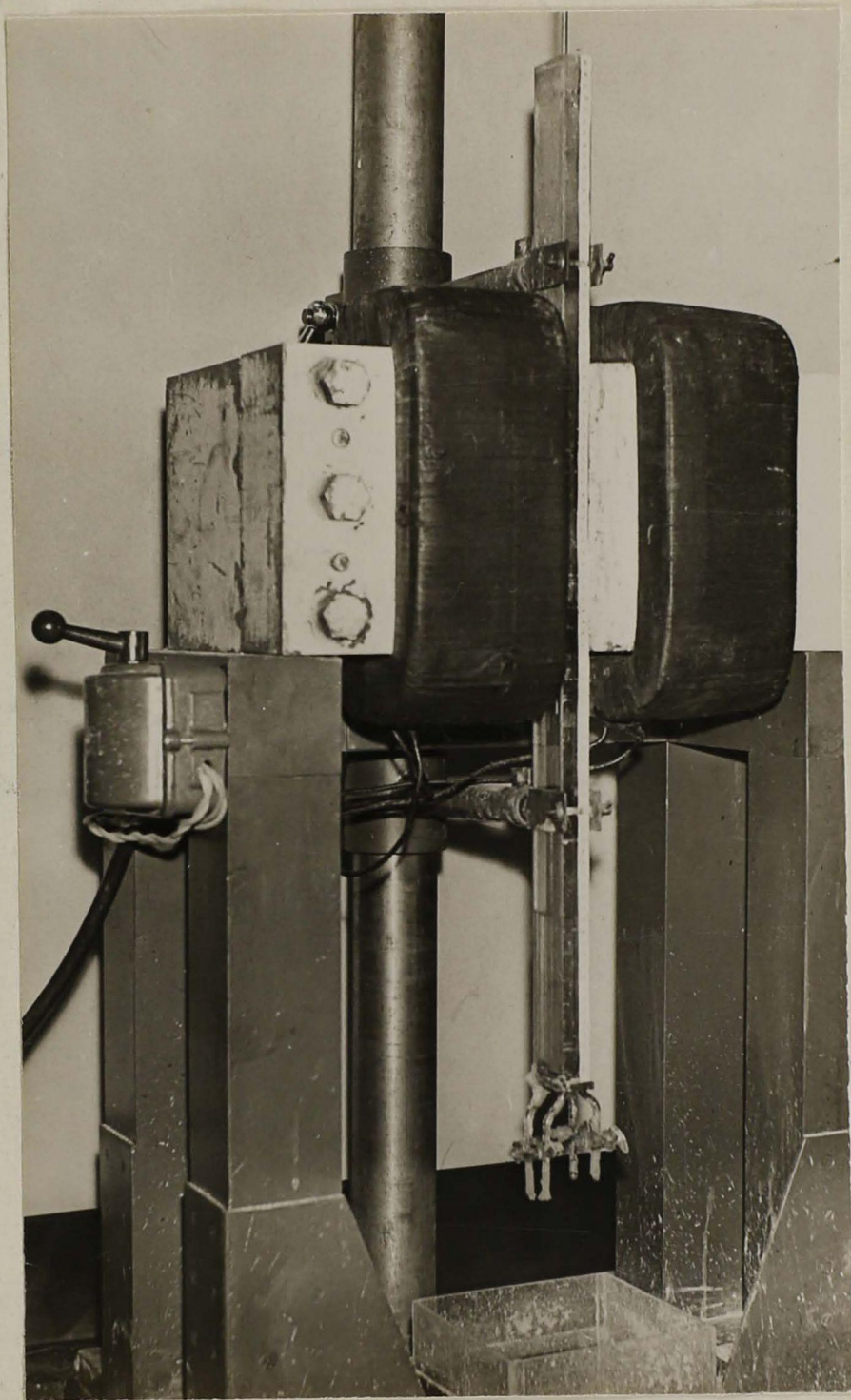


Рис. 2-1. Общий вид экспериментальной установки

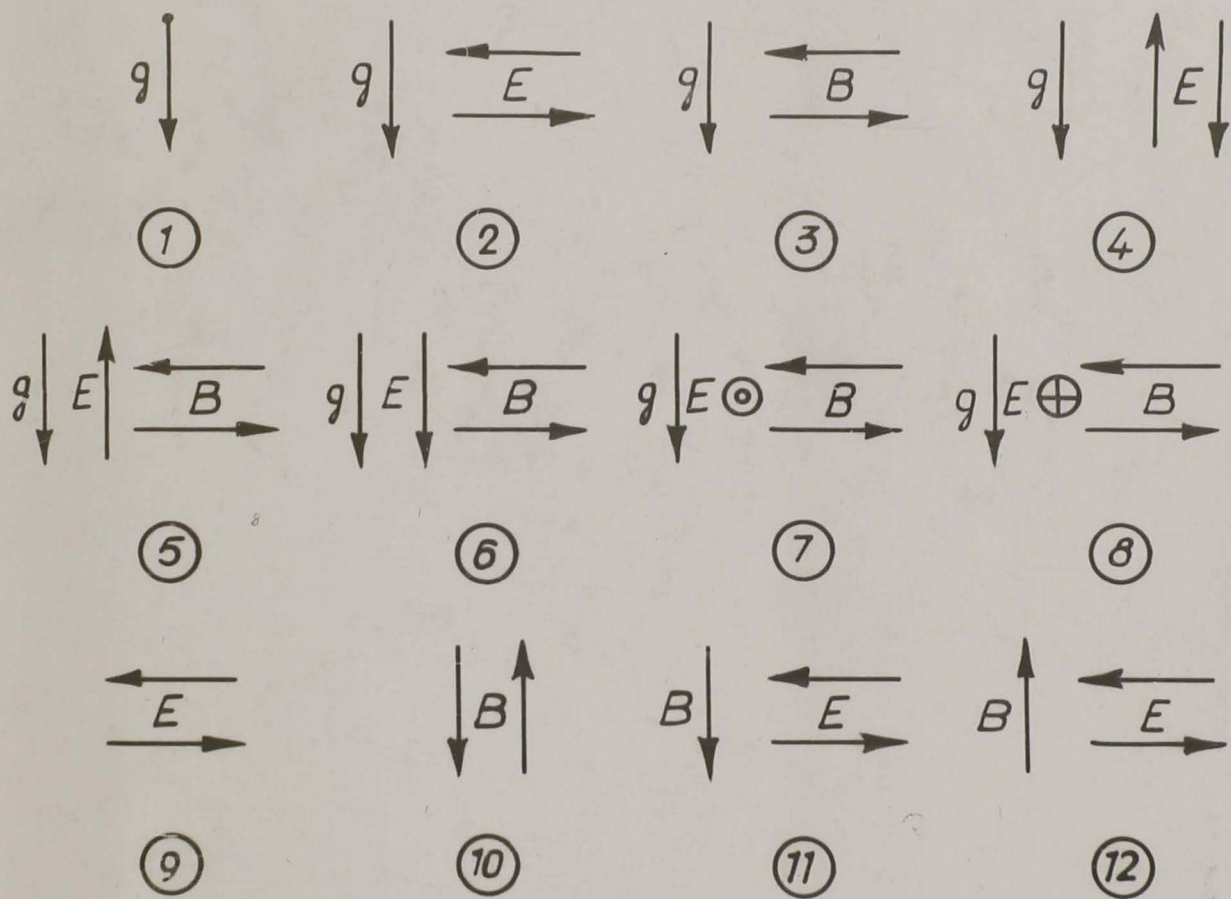


РИС. 2-2. Основные комбинации силовых полей в экспериментальной камере.

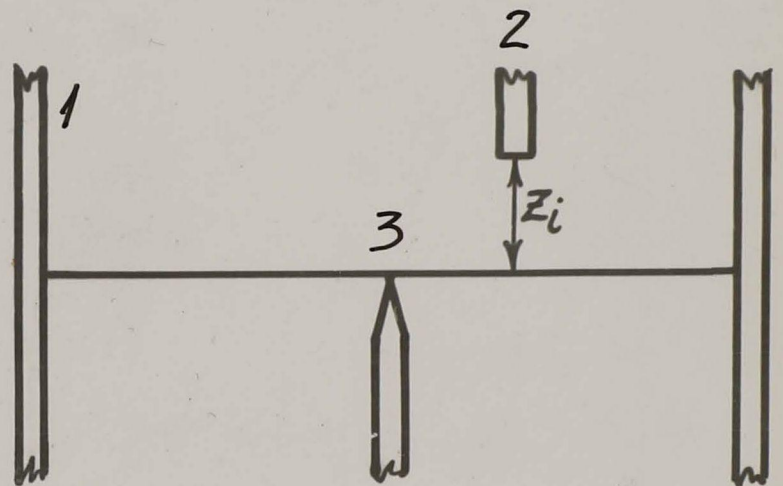
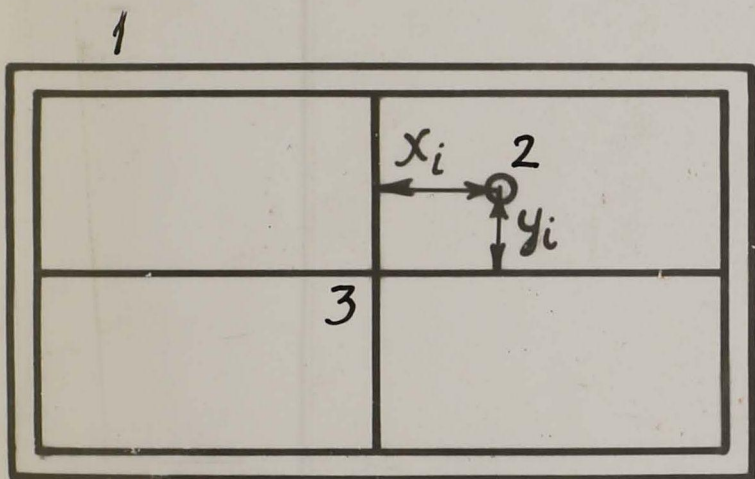


Рис. 2-5. Схема координатного устройства

1 — канал, 2 — капилляр, 3 — координатный крест.

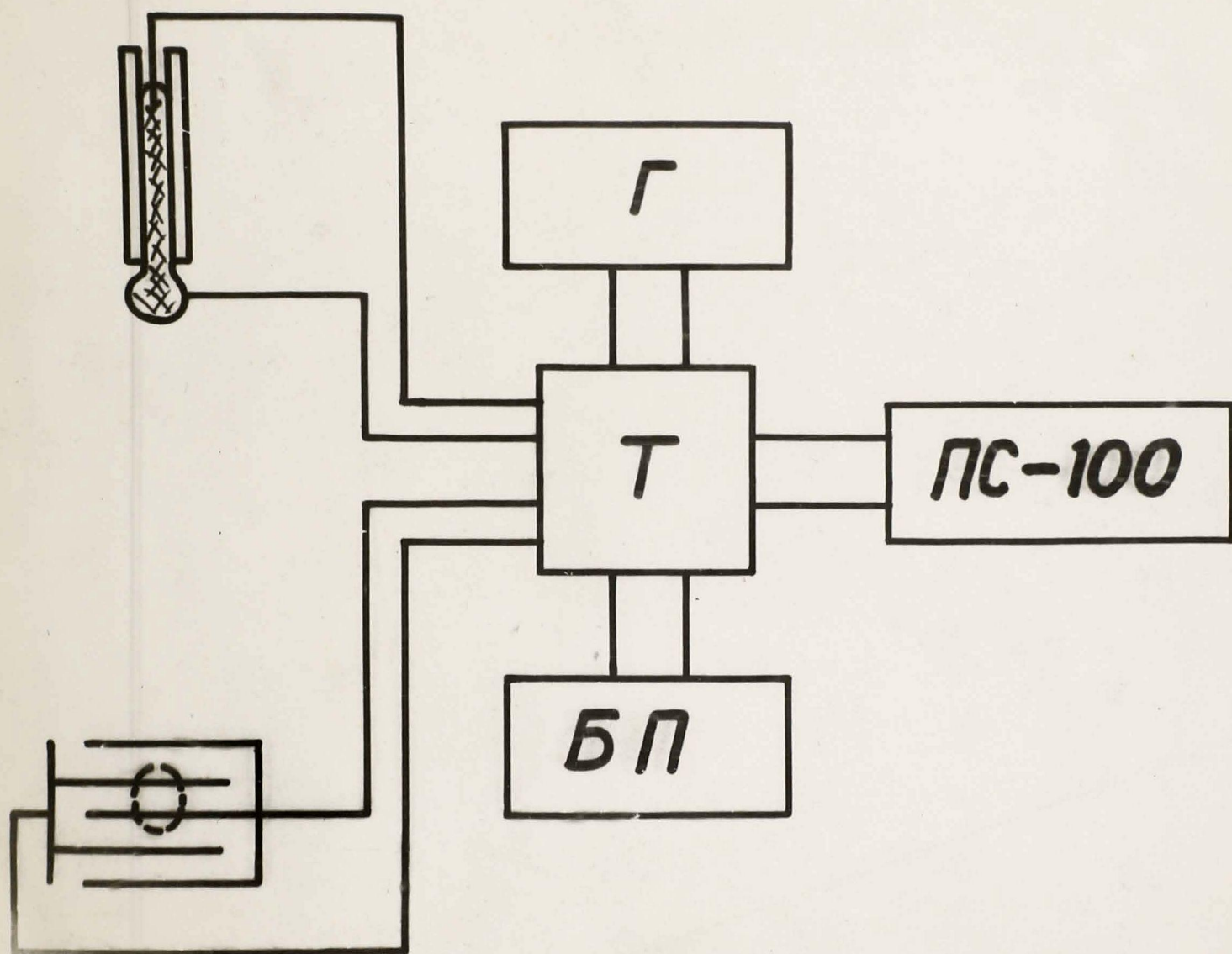


Рис. 2-4. Схема измерения вертикальных скоростей.

Г - генератор. Т - триггер,

БП - блок питания, ПС - пересчетный прибор.

и замыканием. Стабилизированный генератор имеет рабочую частоту 10^4 импульсов в секунду.

Значение физических параметров определялось известными методами: электропроводность [Л2-18], вязкость [Л2-19], поверхностный заряд [Л2-20]; кроме того использовались справочные данные [Л2-21].

3. Методика статистического изучения траекторий

Характеристики турбулентного потока являются случайными функциями [Л2-22, Л2-23]. То же самое следует сказать и о траектории движения частицы. Основными характеристиками случайной функции являются корреляционная функция и статистические параметры сечения [Л2-24]. В отличие от случайных функций рассмотренных в [Л2-24], функции траекторий частиц не обладают эргодическим свойством, т.е. различные сечения не идентичны.

Нормированная корреляционная функция траекторий частиц на участке установившегося движения представлена на рис. 2-5. Необходимость индивидуальной обработки каждой траектории (при числе изучаемых траекторий $\sim 10^6$) не позволяет выяснить зависимость её от параметров эксперимента. Выборочные наблюдения показывают, что под влиянием электрического и магнитного полей и других параметров эксперимента корреляционная функция существенно не изменяется. Наиболее сильное влияние оказывает вертикальное электрическое поле. При увеличении вязкости раствора электролита (т.е. при $Re \rightarrow 0$), корреляционная функция траекторий стремится к постоянной $r(h_1, h) \rightarrow 1$, т.е. траектория частицы переходит в вертикальную прямую.

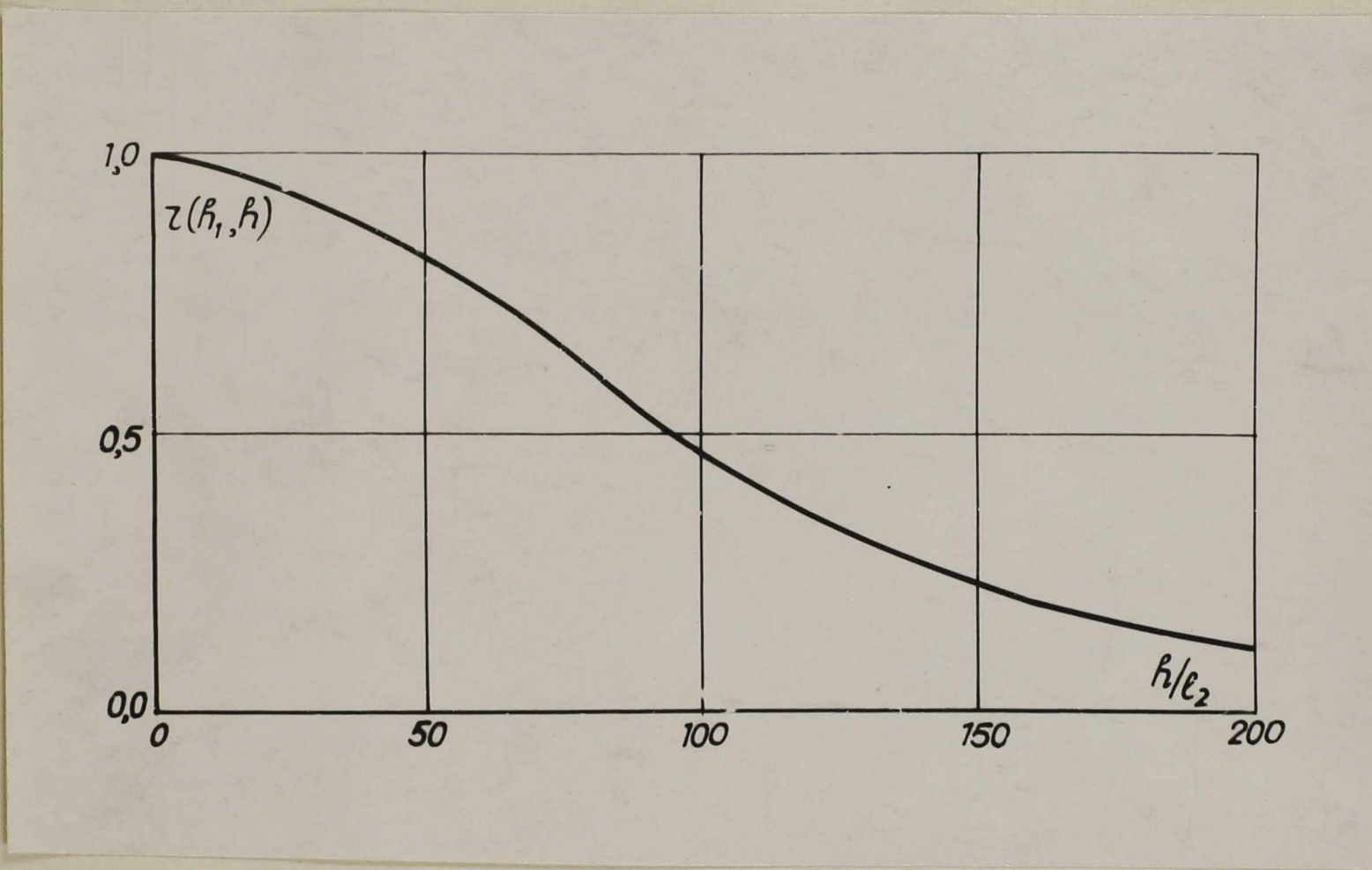


Рис. 2-5. Нормированная корреляционная функция траектории кепля.

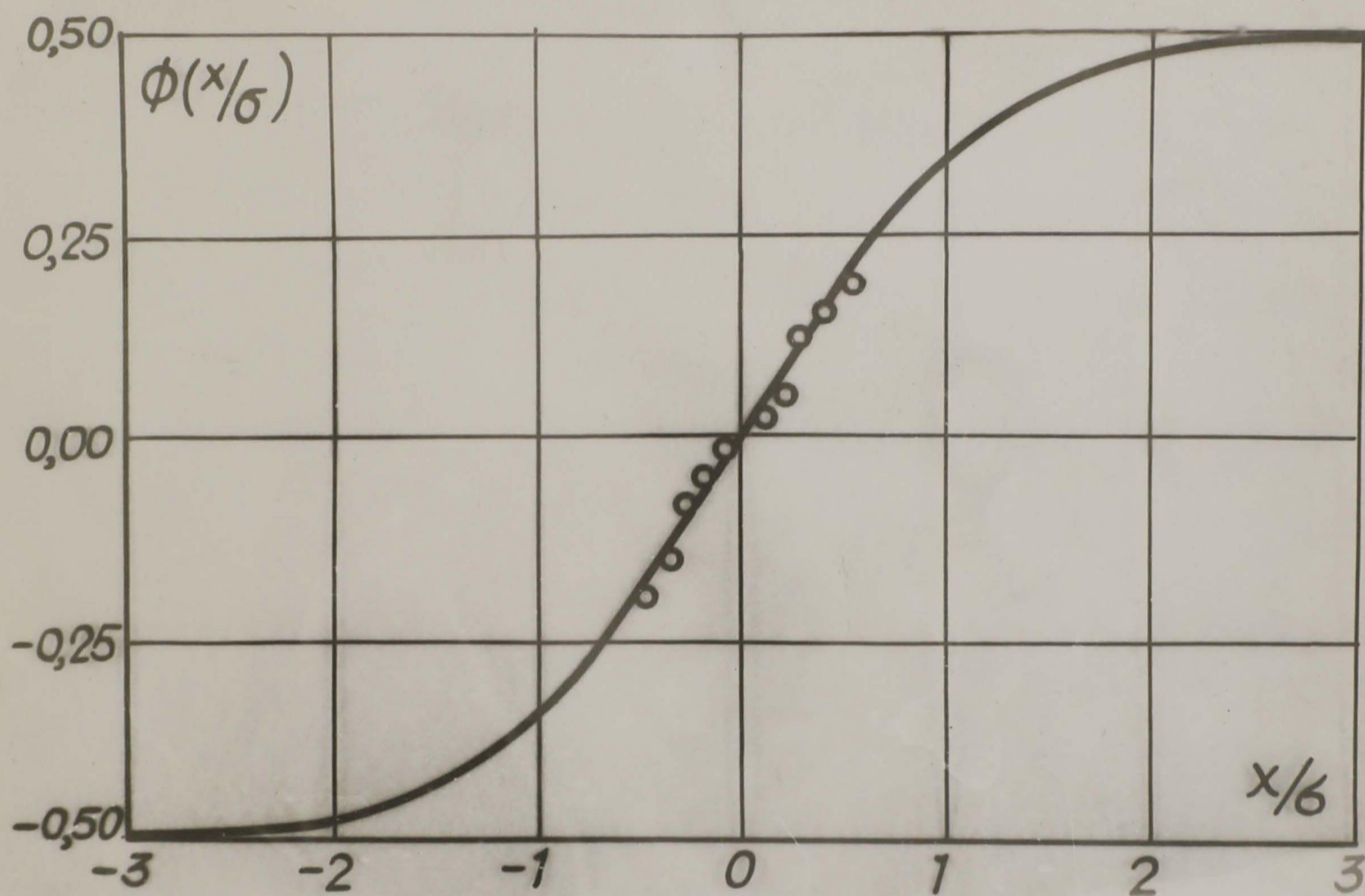


Рис. 2-6. Интегральная функция распределения
капель.

В сечении случайной функции траекторий частиц получается поверхность нормального распределения [Л2-25]. В любом сечении $x = x_i$ или $y = y_i$ поверхности нормального распределения получается нормальное распределение, причем обладающее свойством гомоскедастичности и, т.е. равнозначностью условных нормальных распределений.

Для характеристики распределения обычно используются моменты. Начальный момент первого порядка дает положение центра группирования. При обработке экспериментальных результатов определялось расстояние максимума функции вероятности (наибольшей частоты) от начала координат (координатный крест), т.е. мода, что для нормального распределения характеризует и математическое ожидание. В эксперименте мода произвольно изменялась смещением центра калены (кончика цилиндра) относительно центра координат (координатный крест). Начальные моменты более высоких порядков необходимы только для нахождения центральных моментов.

Центральный момент первого порядка равен нулю. Центральный момент второго порядка или дисперсия σ^2 , является основной характеристикой распределения. Наиболее удобным способом определения дисперсии из экспериментальных данных является построение эмпирической интегральной функции распределения и сравнения ее с теоретической. Теоретическая $\phi(x)$ построена при $\sigma = 1$, поэтому для совмещения теоретической и экспериментальной кривых необходимо деформировать ось абсцисс на величину σ , откуда и определяется σ . Подобное совмещение показано на рис. 2-6. Интегральная функция распределения $\phi(x)$ использовалась в форме [Л2-26] (т.е. $\phi(x)$ $[-0,5 + 0,5]$) и данных таблицы [Л2-27].

Надежное количественное определение моментов более высоких порядков требует большого объема выборок. Практически распределение траекторий капель в экспериментах мало отличалось от нормального.

Центральный момент третьего порядка характеризует асимметрию распределения. При движении в поперечных полях наблюдалась некоторая асимметрия, однако величина асимметрии меньше точности её измерения при использованных объемах выборок. Эта асимметрия вероятно, связана с асимметрией поля и различным наклоном траекторий частиц к полю.

Центральный момент четвертого порядка дает возможность определить эксцесс кривой распределения. Экспериментальные кривые обладали дефектом, т.е. имели отрицательный эксцесс. Однако уплощение вершины лежало в пределах точности экспериментов. Отрицательный эксцесс обусловлен не вполне случайным характером траекторий. В области чисел Рейнольдса $10 + 10^2$ различными экспериментальными методами наблюдалось движение частиц по винтовой линии (или по пространственной спирали).

Как уже указывалось размеры выборки задаются порядком определяемых моментов распределения траекторий частиц и необходимой точностью. В частности, для центрального момента второго порядка зависимость между точностью определения и объемом выборки (количеством обработанных траекторий) следующая [12-28] :

$$\sigma_{\sigma} = \frac{\sigma}{\sqrt{2n}}$$

(2-1)

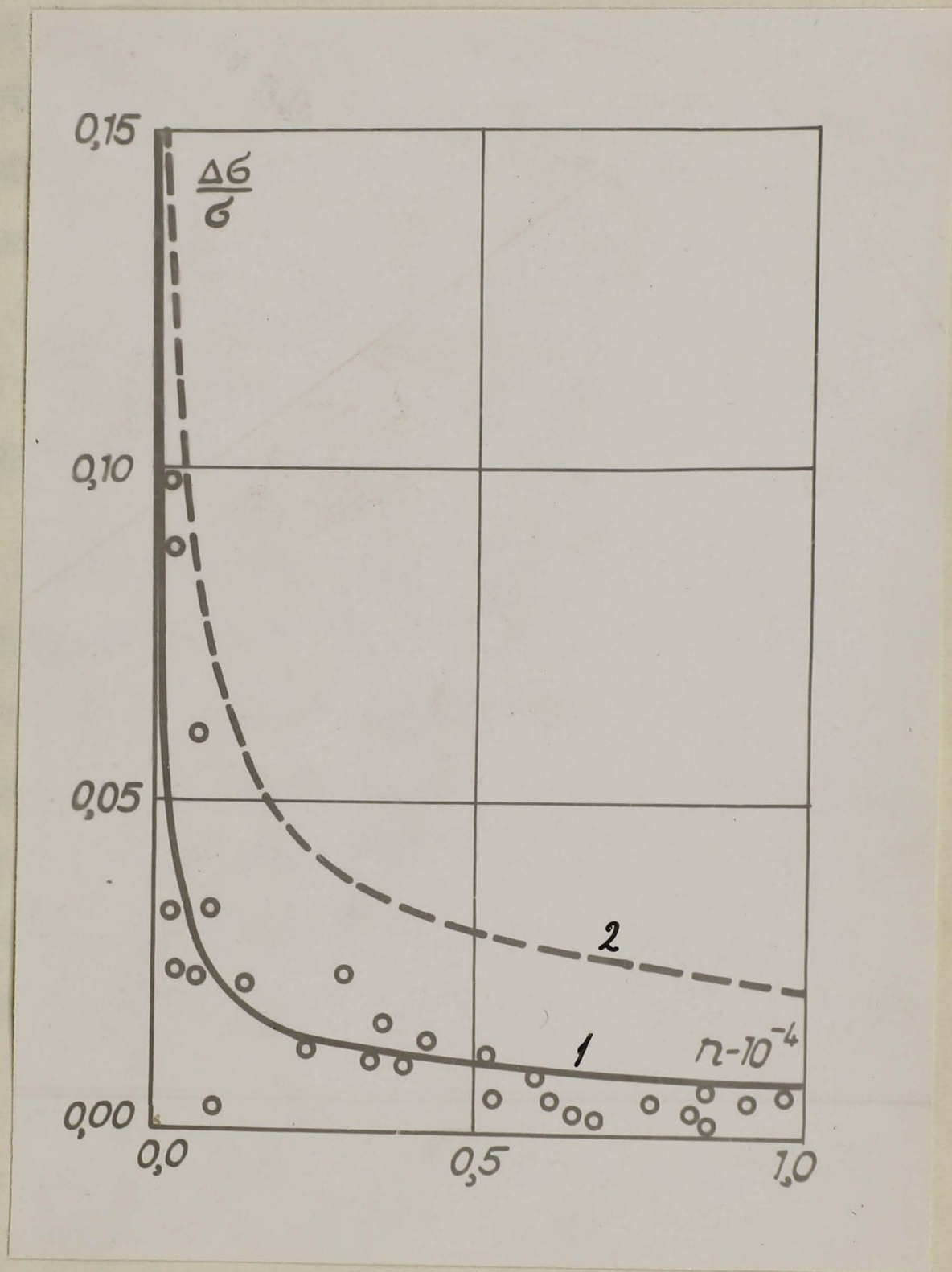


Рис. 2-7. Зависимость точности эксперимента от количества использованных точек.

$$1 - \frac{\sigma_{\sigma}}{\sigma}, \quad 2 - 3 \frac{\sigma_{\sigma}}{\sigma}$$

Рис. 2-7 показывает относительную ошибку $\frac{\Delta\sigma}{\sigma}$ определения σ , полученную при различных количествах обработанных траекторий частиц. Для получения приемлемой точности определения σ , $\sigma_c/\sigma \approx 10^{-2}$ необходимо обработать траектории $10^4 + 10^5$ частиц. Учитывая количество параметров в эксперименте и необходимое количество значений параметра для снятия зависимости, общее количество обработанных траекторий составляет $\sim 10^7$. Существенное увеличение объема выборки практически затруднительно. Именно это обстоятельство не позволяет изучить подробно зависимости моментов третьего и четвертого порядков от параметров эксперимента.

4. Измерение горизонтальных скоростей.

Горизонтального

Под действием наложенного $\sqrt{\quad}$ электрического или магнитного поля возникает горизонтальное движение падающей капли. Соответственно изменяется траектория капли. Измерения производились на участке установившегося падения капли. На этом участке можно легко измерить соотношение вертикальной и горизонтальной скорости так как

$$\frac{v_B}{v_g} = \frac{v_B t}{v_g t} = \frac{L_B}{H} \quad (2-2)$$

где v_B - горизонтальная скорость движения капли под действием поля.

v_g - установившаяся скорость падения (измерение) изложено ниже).

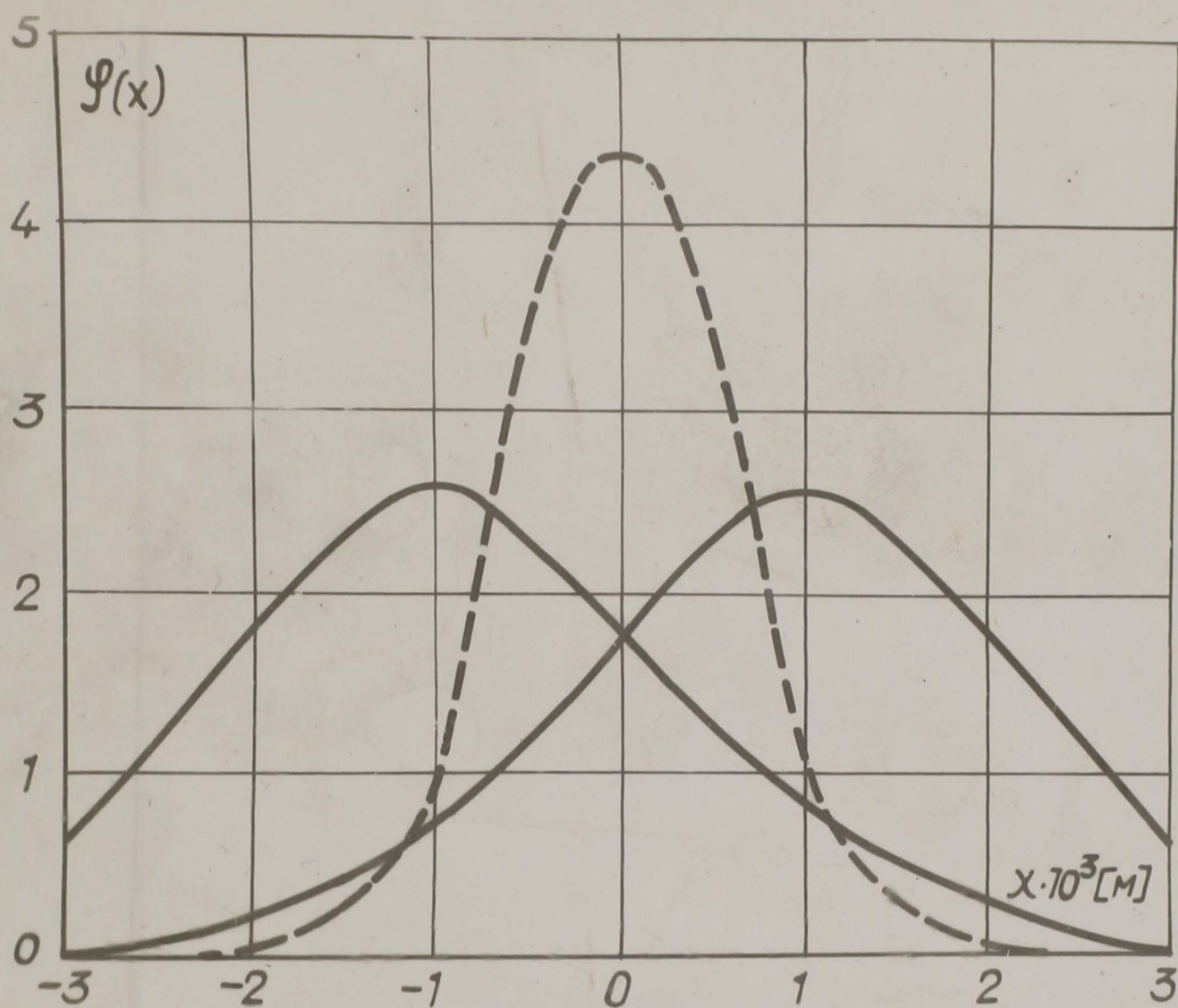


Рис. 2-9. Изменение функции распределения ψ , и положения поворочного поля.

L_B - смещение траектории ионизации после прохождения участка с наложенным горизонтальным полем

H - длина (высота) траектории с наложенным внешним полем.

Запутанность возникает с измерением величины L_B , т.е. L_B обычно меньше σ (в лучшем случае несколько превышает σ). Вследствие этого измерение L_B возможно только путем статистической обработки результатов измерения многих траекторий.

На рис. 2-8 показана деформация и смещение кривой распределения траекторий частиц при наложении поля (и перемене полярности поля). Ионизация траекторий, обусловленная горизонтальной скоростью движения частицы под действием наложенного поля, равна изменению моды распределения траекторий. Измерение моды и дисперсии можно совместить. Для этого необходимо произвести измерения $\phi(x)$ при противоположных полярностях поля по крайней мере при двух положениях начала координат. Рис. 2-9 показывает принцип такого измерения. В таком случае получается уравнения для определения дисперсии

$$\phi_{1+} K + \phi_{2+} K = x_2 - x_1, \quad (2-3)$$

$$\phi_{1-} K + \phi_{2-} K = x_2 - x_1$$

где K - величина, включающая исходное σ и некоторое постоянное

в уравнении для определения L_B

$$2L_B = x_+ - x_- \quad (2-4)$$

В

$$\phi_{1+k} + \phi_{2-k} = 2L_B \quad (2-5)$$

$$\phi_{2+k} + \phi_{1-k} = 2L_B$$

Количество уравнений типа (2-3) и (2-5) зависит от количества положений начала координат. Решение отдельных уравнений (2-3) и (2-5) обрывается для получения более точной величины K (соответственно σ) и L_B . Величина $\phi(x)$ определяется экспериментально как

$$\phi(x_i) = \frac{N_{x > x_i} - N_{x < x_i}}{2(N_{x > x_i} + N_{x < x_i})} \quad (2-6)$$

где $N_{x > x_i}$ — количество частиц, прошедших справа от x_i ;

$N_{x < x_i}$ — количество частиц, прошедших слева от x_i .

Работа проводилась в области, где $\phi(x)$ линейно зависит от x с точностью 10^{-3} , что упрощает (2-3) и (2-5). Совместным решением (2-3), (2-3), (2-4), (2-5), (2-6) можно определить соотношение скоростей k , зная установившуюся скорость падения, так же скорость движения под действием поля. Практически эту работу выполняет машина (см. приложение I).

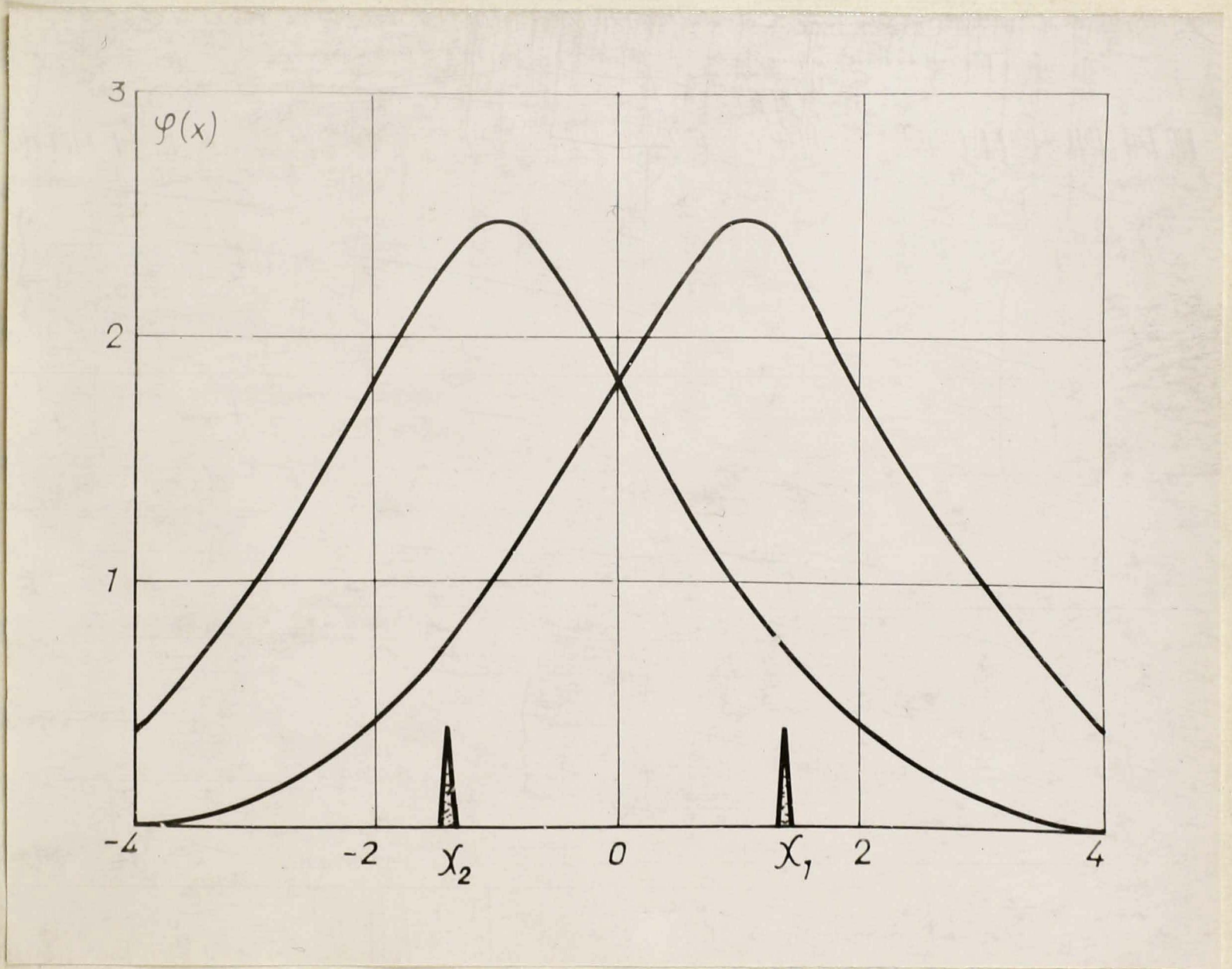


Рис. 2-9. Сдвиг функции распределения капель при перемене полярности поперечного поля.

5. Измерение вертикальных скоростей.

Наиболее простым и точным способом измерения скорости в условиях проведенных экспериментов является измерение времени прохождения капли определенного участка пути. Измерение времени целесообразно проводить с помощью электронных схем [22-29], тем более, что необходимо измерять интервалы времени менее одной секунды. Интервал пути задается расстоянием между запускающими схему электродами и останавливающими схему электродами; время прохождения этого пути электронная схема фиксирует автоматически. Прибор для измерений описан выше.

Время и расстояние, пройденное каплей, связаны в данном случае уравнением типа уравнения Риккати

$$A \frac{d^2 h}{dt^2} = D + B \frac{dh}{dt} + C \left(\frac{dh}{dt} \right)^2 \quad (2-7)$$

Коэффициенты A , B , C , D представляет собой

комбинации физических параметров капли и среды и известных постоянных. Из решения этого уравнения можно выразить в явном виде зависимость пути от времени

$$h = - \frac{A}{C \sqrt{\left| \frac{B^2 - 4CD}{4A^2} \right|}} \ln \left(\operatorname{ch} t \sqrt{\left| \frac{B^2 - 4CD}{4A^2} \right|} - \frac{B}{2A} \operatorname{sh} t \sqrt{\left| \frac{B^2 - 4CD}{4A^2} \right|} \right) - \frac{Bt}{2C} \quad (2-8)$$

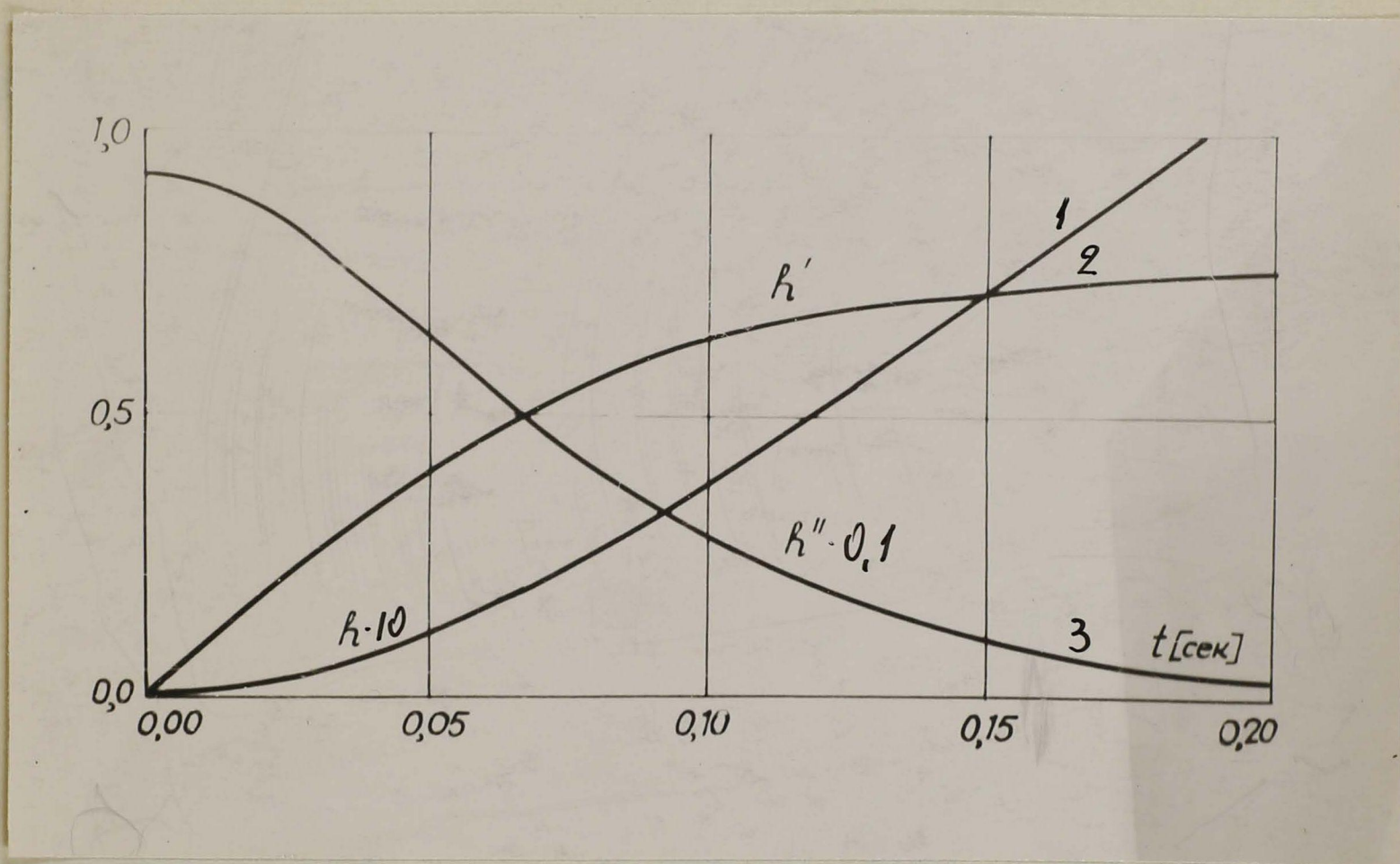


Рис. 2-10. Изменение кинематических параметров

движения вагона на участке разгона.

1 - путь, 2 - скорость, 3 - ускорение.

зависимость скорости капли от времени

$$\frac{dh}{dt} = -\frac{A}{C} \frac{2A \operatorname{sh} t \sqrt{\frac{B^2 - 4CD}{4A^2}} - B \operatorname{ch} t \sqrt{\frac{B^2 - 4CD}{4A^2}}}{2A \operatorname{ch} t \sqrt{\frac{B^2 - 4CD}{4A^2}} - B \operatorname{sh} t \sqrt{\frac{B^2 - 4CD}{4A^2}}} - \frac{B}{2C} \quad (2-9)$$

зависимость ускорения капли от времени

$$\frac{dh^2}{dt^2} = \frac{(B^2 - 4A^2) A \sqrt{\frac{B^2 - 4CD}{4A^2}}}{C \left(2A \operatorname{ch} t \sqrt{\frac{B^2 - 4CD}{4A^2}} - \frac{B}{2A} \operatorname{sh} t \sqrt{\frac{B^2 - 4CD}{4A^2}} \right)} \quad (2-10)$$

Эти зависимости для начального участка траектории капли представлены на рис. 2-10. Выражения (2-8), (2-9), (2-10) хорошо описывают реальный процесс движения капли. Рис. 2-11 показывает соответствие прямых измерений $h = f(t)$ и расчета по формуле (2-8).

Коэффициенты в уравнениях: A — масса капли, D — сила Архимеда, B — коэффициент, характеризующий вязкое сопротивление среды, C — коэффициент, характеризующий индуктивное сопротивление среды. Коэффициенты A и D точно определены значениями физических постоянных. Коэффициенты B и C

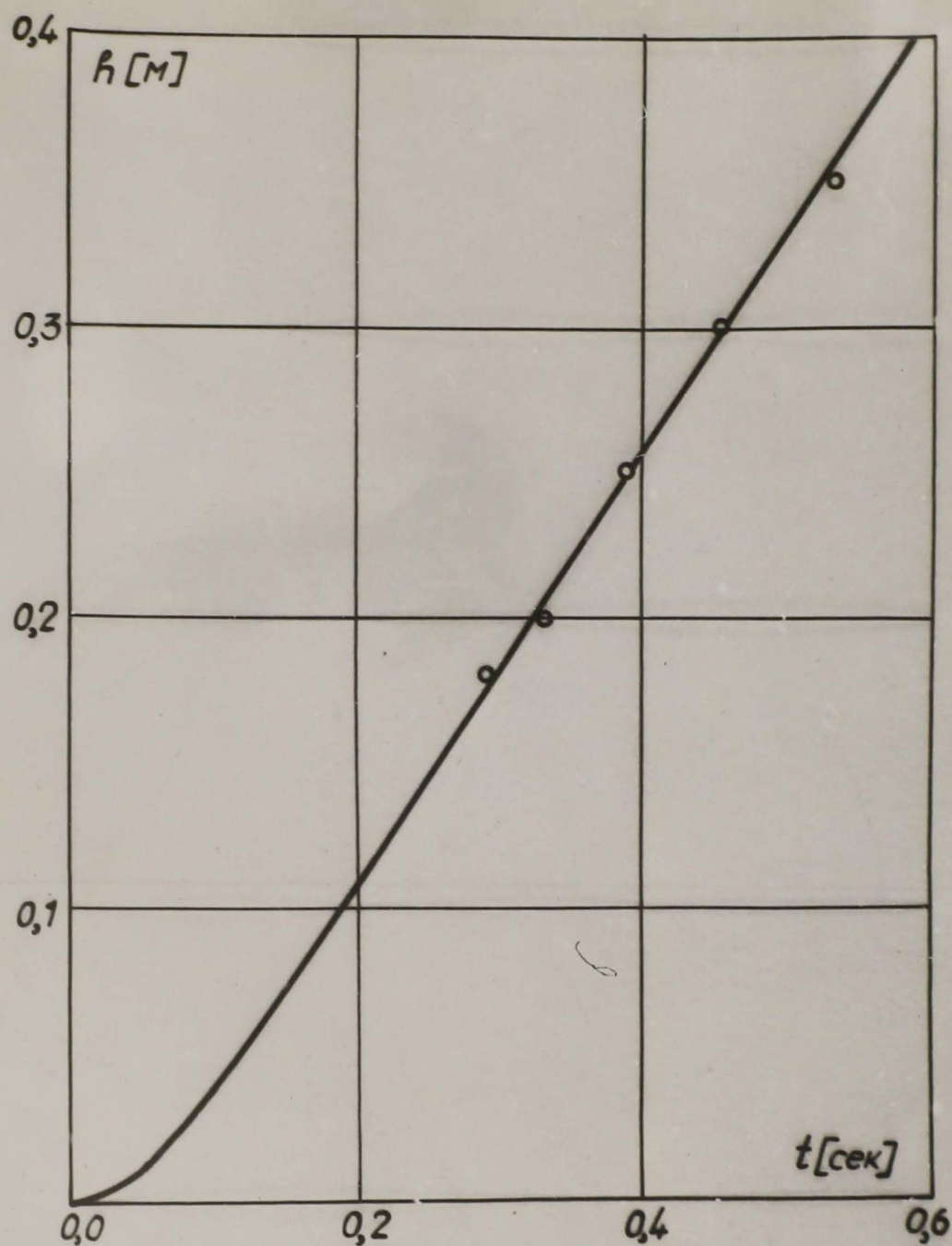


Рис. 2-II. Соответственно экспериментальных и расчетных данных при изменении скорости падения.

Точки из эксперимента. Кривая расчетная.

точно определены быть не могут, но область изменения B и C может быть определена. В выражении (2-8) B и C можно рассматривать как параметры. Значения параметров B_i и C_i при заданных условиях эксперимента можно определить из (2-8) используя экспериментальные данные $h_i = f(t_i)$. Затем из (2-9) с уже известными параметрами B_i и C_i определяется скорость движения капли.

Процесс движения капли можно описывать двумя уравнениями: одно для движения жидкости вне капли, другое для движения жидкости в капле. Решения в этом случае по форме не отличаются от решения уравнения (2-7). Коэффициент B_{2i} характеризует вязкое сопротивление основного циркуляционного кольца в капле, коэффициент C_{2i} характеризует сопротивление турбулентной зоны на конце капли. При совместном решении уравнений для внутреннего и наружного движения жидкости получаются скорости движения внутри и снаружи капли.

Процедура определения постоянных и расчета скоростей описана выше, однако, при совместном решении двух уравнений значительно возрастает объем счетной работы. Учитывая большой объем обрабатываемых данных, громоздкость выражений и большую область значений параметров B_{1i} , B_{2i} , C_{1i} , C_{2i} целесообразно использовать электронную счетную машину (см. приложение 2).

§ 2. Дисперсия распределения траекторий капель.

I. Зависимость дисперсии распределения траекторий от пройденного каплей пути.

Увеличение скорости капли на начальном участке пути показано на рис. 2-10. Изменение дисперсии распределения

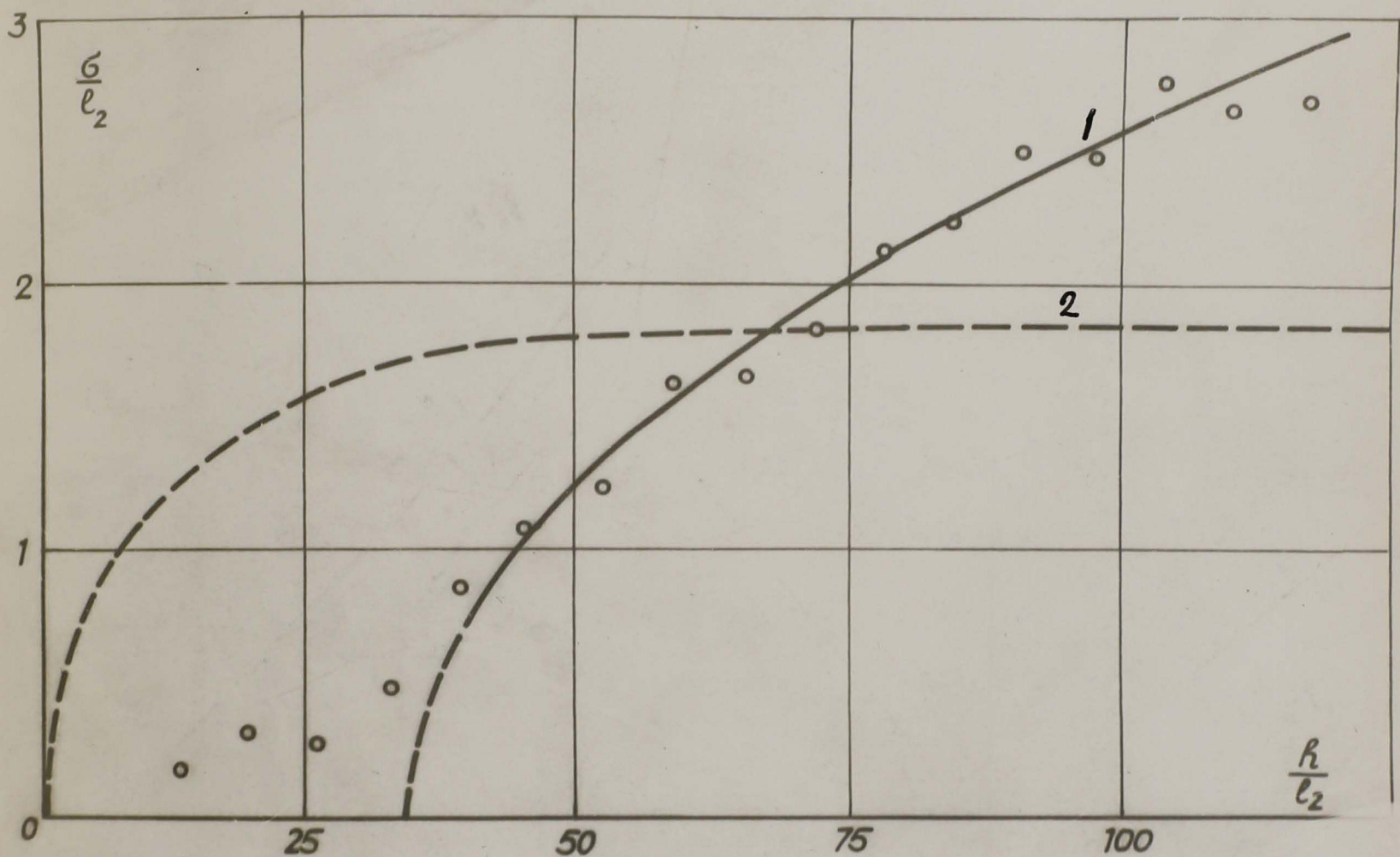


Рис. 2-12. Зависимость стандарта дисперсии распределения капилляр от пройденного расстояния.

1 - стандарт дисперсии распределения

2 - местное число Рейнольдса.

траекторий носит иной характер. На рис. 2-12 показана зависимость дисперсии траекторий от пройденного каплей пути, для сравнения приведено изменение местного числа Рейнольдса. Кривые имеют существенно различный вид. Значит дисперсия распределения траекторий зависит не только от местного числа Рейнольдса, но и от предистории движения. Экспериментальные данные на участке установившегося движения описываются выражением

$$\frac{\sigma}{l_2} = a \left(\frac{h}{l_2} - b \right)^{0,5} \quad (2-11)$$

где σ — стандарт дисперсии распределения траекторий, l_2 — диаметр капли, h — пройденное каплей расстояние, a , b — постоянные. В приведенном на рис. 2-12 случае $a = 0,82$; $b = 34,5$. Постоянная b характеризует длину участка разгона, постоянная a определяется параметрами среды и капли.

Броуновское движение [Л2-30] и диффузия [Л2-31] характеризуются зависимостью вида

$$\overline{\chi^2} = 2Dt \quad (2-12)$$

где $\overline{\chi^2}$ — средний квадрат проекции смещения, D — коэффициент диффузии, t — время.

Выражение (2-11) отличается от (2-12) только смещением начала координат и масштабом. Этот факт подтверждает статистический характер взаимодействия капли с кривыми вихрями и турбулентными следами, аналогичный взаимодействию броуновской частицы (или молекулы) с тепловым движением

молекул.

Коэффициент диффузии капли можно определить из выражения

$$D_k = \frac{\sigma^2}{2t} = \frac{\sigma^2}{h-h_0} \frac{v}{2} \quad (2-13)$$

В приведенных экспериментах коэффициент диффузии

$D_k = 10^{-4} \frac{\text{м}^2}{\text{сек}}$ Величину коэффициента диффузии капли трудно сравнивать с коэффициентом диффузии молекул ввиду разницы размеров и масс участвующих в процессе частиц. Однако, если отнести коэффициент диффузии к размеру диффундирующей частицы D_k/l_2 , то получается величины одного порядка как для капли так и для молекул.

Процесс диффузии капли существенно отличается от процесса турбулентной диффузии вещества. Диффузия капли обусловлена существенно неизотропной турбулентностью следа, плотность и объем капли неизменны. Поэтому существенно различны и закономерности процессов.

Неизотропность процесса затрудняет определение энергии вихревого следа. Аналогично броуновскому движению, энергию, за счет которой происходит диффузия, можно выразить так

$$E = D \eta l_2 3\pi k = \sigma^2 \frac{\eta l_2 v}{h-h_0} \frac{3\pi}{2} k$$

(2-14)

Необходимость введения коэффициента K в (2-14) вызвана тем, что только небольшая часть поверхности капли взаимодействует с вихрями, и характер этого взаимодействия существенно иной, чем процесс соударения молекул с броуновской частицей. Коэффициент K показывает какая часть энергии вихря проявляется в диффузии капли. Для оценки коэффициента K можно использовать соотношение энергии вихря E_B и кинетической энергии капли E_K

$$\frac{E_B}{E_K} = \frac{\sigma^2}{l_2^2} \frac{18\eta}{\rho_2 v (h-h_0)} K \quad (2-15)$$

Подставляя экспериментальные значения, (2-15) дает

$$\frac{E_B}{E_K} \approx 10^{-4} K$$

Из закономерностей вихревого следа и коэффициента сопротивления вытекает, что K в (2-16) должен быть $K \sim 10^3$. Только незначительная часть энергии вихря проявляется в отклонении траектории капли от вертикали.

Возможность выявления взаимодействий небольших энергий позволяет использовать дисперсию распределения траекторий для изучения вихревого следа (анизотропной турбулентности).

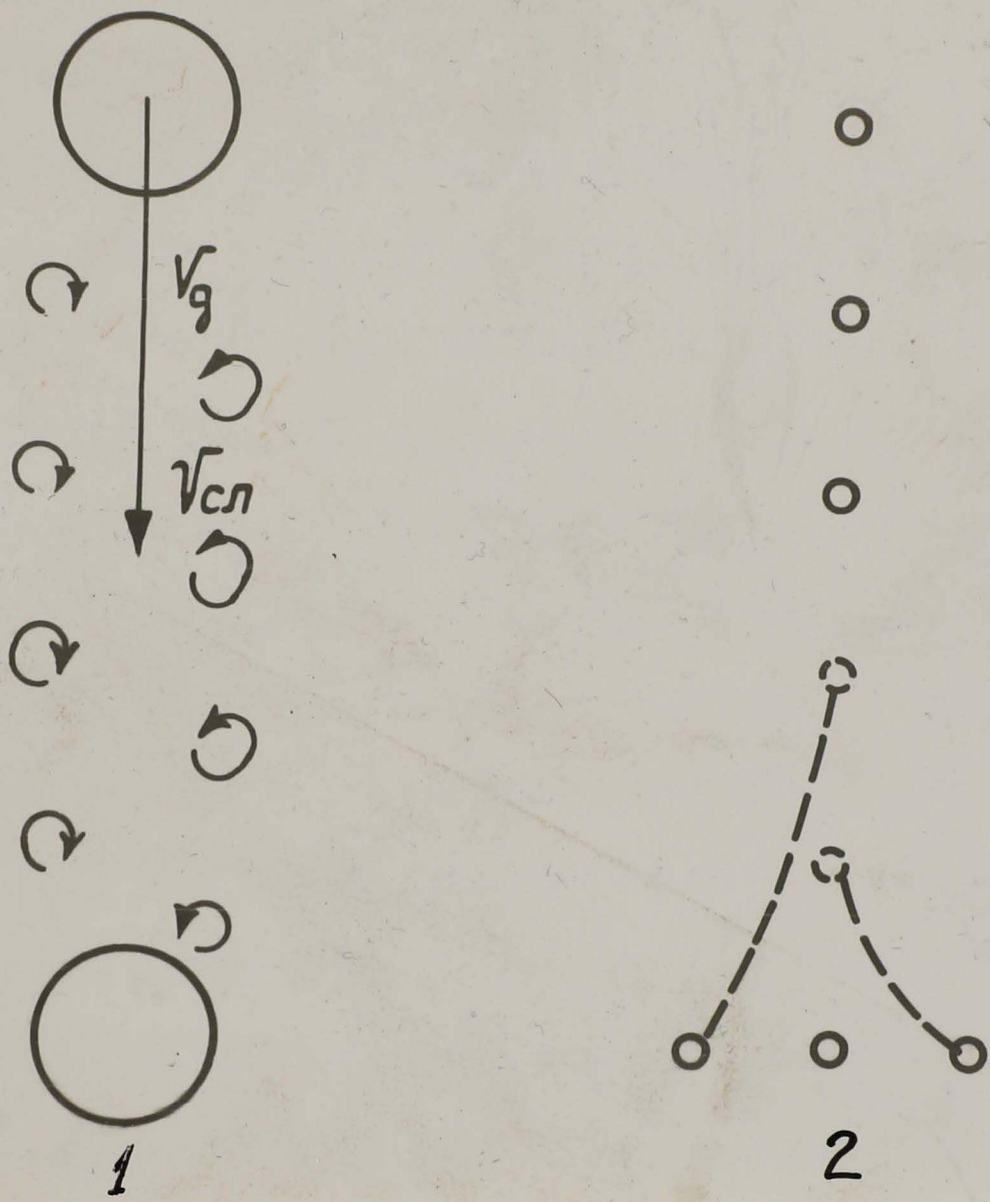


Рис. 2-13. Схема разветвляющаяся капилляр.

1 - ускорение малых вихревых следом
предшествующей капилляр.

2 - образование группы капилляр.

2. Влияние частоты следования частиц на дисперсию и распределения траекторий.

За движущейся частицей существует вихревой след, который, вследствие вязкой диссипации, гаснет на некотором расстоянии. Если последующая частица оказывается в вихревом хвосте предыдущей, движение последующей частицы существенно изменяется.

Наиболее удобным способом изменения частоты следования частиц является изменение частоты накачки. С увеличением частоты уменьшается расстояние, на котором следуют частицы одна за другой. Когда частица оказывается в вихревом хвосте предыдущей частицы, ее скорость относительно покояющейся жидкости увеличивается за счет скорости возвратного течения в следе (рис. 2-13). Визуально можно наблюдать (вплоть до $Re \sim 10^2$), как частицы ускоряются, догоняют предыдущую, и дальше движется по 3-4 в одной горизонтальной плоскости (рис. 2-13).

Зависимость дисперсии распределения траекторий от частоты накачки представлена на рис. 2-14. Эта зависимость может быть аппроксимирована выражением

$$\frac{\sigma}{l_2} = \left(\frac{\sigma}{l_2}\right)_0 - \frac{(\nu - \nu_*)}{a(\nu - \nu_*)^2 + b(\nu - \nu_*) + c} \quad (2-16)$$

Верхняя кривая на рисунке 2-14 имеет следующие значения

постоянных $\left(\frac{\sigma}{l_2}\right)_0 = 6,92$, $\nu_* = 9,05$, $a = 2,63$,

$b = 6,25$, $c = 3,81$; нижняя кривая, для колец большего

диаметра, имеет постоянные $\left(\frac{\sigma}{l_2}\right)_0 = 3,50$, $\nu_* = 7,01$

$a = 1,25$, $b = 3,52$, $c = 2,79$.

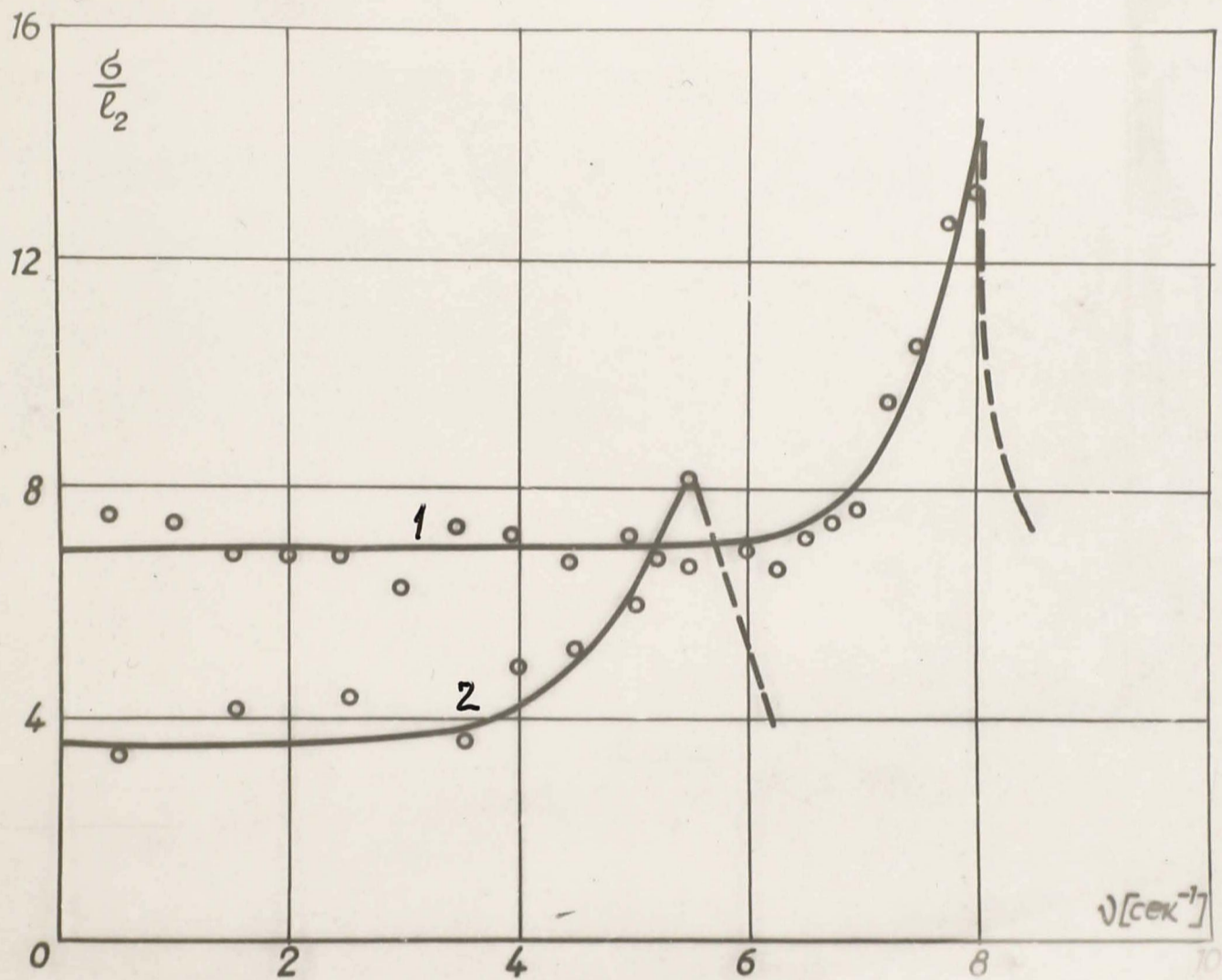


Рис. 14. Зависимость стандарта дисперсии распределения от частоты колебания.

1 — колеба малого диаметра,

2 — колеба большого диаметра.

Расстояние между каплями в потоке можно определить как

$$h_k = h_{i+1} - h_i = \frac{v}{\nu_k} \quad (2-17)$$

Отношение расстояния между каплями (2-17) к диаметру капли l_2 дает выражение

$$K_v = \frac{v}{\nu_k l_2} \quad (2-18)$$

Аналогичное по форме числу Стружалея [Л2-32].

По существу (2-18) отличается от числа Стружалея тем, что вместо резонансной частоты срыва вихрей в смысле Стружалея, в (2-18) входит частота капания. Из законов устойчивого движения вихревой дорожки известно, что скорость вихрей

$$v_B = 0,23 v \quad (2-19)$$

и отношение расстояния между последующими вихрями к диаметру

$$\frac{h_B}{l_2} = 1,21 \quad (2-20)$$

Используя (2-19) и (2-20), можно определить аналогично (2-18) число Стружалея

$$K_s = \frac{v}{\nu_B l_2} = 5,26 \quad (2-21)$$

что согласуется с экспериментальными значениями [Л2-32].

Отношение K_v и K_s

$$\frac{K_v}{K_s} = \frac{\nu_B}{\nu_k} = \frac{h_k}{h_B} = K_B \quad (2-22)$$

показывает сколько вихрей N_B укладывается между последующими каплями.

Из (2-16) и (2-18) видно, что взаимодействие между каплями начинается при расстоянии между ними менее 70 диаметров, т.е. $K_v \approx 70$.

Точно определить N_B из (2-22) невозможно, однако, можно оценить $N_B \approx 12-15$, т.е. вихревой след имеет неизотропный характер на протяжении примерно 12-15 вихревых шагов. Далее турбулентность в следе имеет настолько изотропный характер, что не оказывает влияния на движение следующей капли.

Постоянно в (2-16) отражает взаимодействие капли с вихревым следом предыдущей капли. Это обстоятельство можно использовать для проверки гипотез о закономерностях движения в дальней диссипирующей области вихревого следа.

3. Зависимость дисперсии распределения траекторий от вязкости раствора.

Дисперсия распределения траекторий определяется взаимодействием капли с кормовыми вихрями. Интенсивность вихрей и закономерность вихревой дорожки зависят от вязкости жидкости и других параметров. При большой вязкости и, соответственно, малых числах Рейнольдса, вихри не образуются, траектория капли вертикальная прямая. С уменьшением вязкости образуются кормовые вихри, однако не происходит их срыва, а следовательно воздействие на каплю симметрично и дисперсия траекторий мала. При дальнейшем уменьшении вязкости происходит срыв вихрей, воздействие вихрей на каплю только в среднем симметрично. С ростом интенсивности энергии срывающихся вихрей увеличивается дисперсия распределения

траекторий капель.

Результаты измерений дисперсии распределения в зависимости от вязкости жидкости представлены на рис. 2-15. В области чисел Рейнольдса $Re \approx (0,5 + 3) \cdot 10^2$ зависимость стандарта дисперсии от вязкости хорошо описывается обратной пропорциональной зависимостью

$$\frac{\sigma}{l_2} = \frac{A}{\eta} \tag{2-23}$$

В приведенном на рис. 2-15 случае $A = 2,0$. В этой области происходит рост интенсивности вихрей и развитие вихревой дорожки. При меньшей вязкости (2-23) дает завышенные значения дисперсии.

Вихревая дорожка при малой вязкости весьма стабильна и изменения вязкости существенно не влияет по крайней мере на ближнюю часть вихревой дорожки, и, следовательно, на дисперсию траекторий частиц. В области большой вязкости (2-23) также дает завышенные по сравнению с экспериментом значения рассеяния траекторий, что связано с прекращением отрыва вихрей. Рассеяние траектории капель в этой области обусловлено только флуктуациями интенсивности нерегулярных вихрей. При дальнейшем увеличении вязкости вихри исчезают и траектория вырождается в вертикальную прямую.

Вся область изменения параметров на рис. 2-15 можно связать выражением

$$\frac{\sigma}{l_2} = \left(\frac{\sigma}{l_2}\right)_* \eta^c e^{d\eta} \tag{2-24}$$

где $\left(\frac{\sigma}{l_2}\right)_*$, c , d — постоянные.

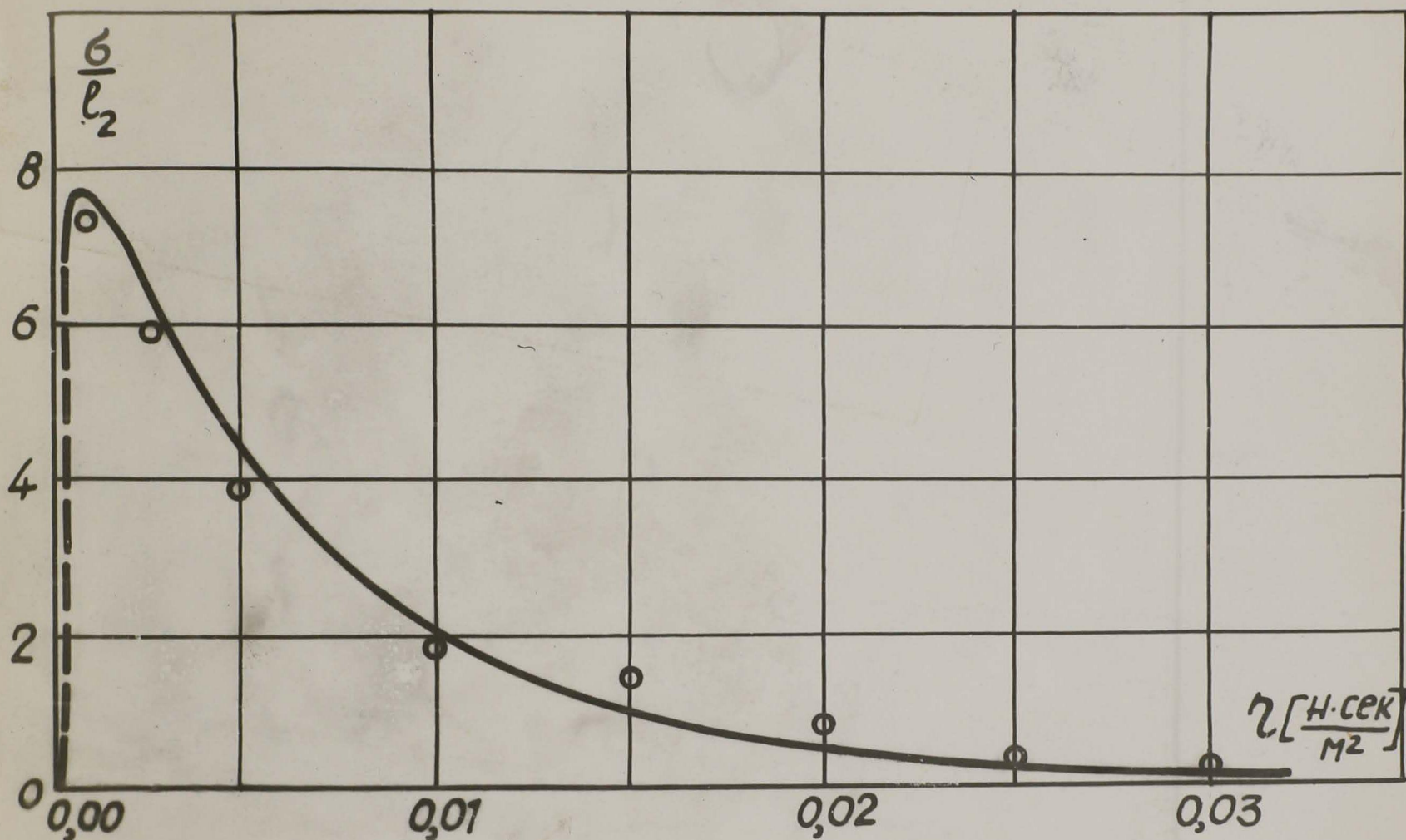


Рис. 15. Зависимость радиуса гирации траекторий от вязкости раствора.

1 - радиус гирации траекторий в растворе ()
 2 - радиус гирации траекторий в вакууме ()

Следует учитывать также изменение проводимости раствора в зависимости от его вязкости [12-33] и влияние проводимости раствора на дисперсию распределения.

Кривая на рис. 7-15 построена с учетом этих замечаний и описывается выражением

$$\frac{\sigma}{l_2} = 7,0 \eta^{0,15} e^{-150\eta} \left(1 + 2,68 \operatorname{th} 0,0294 \eta^{-0,605} \right) \quad (2-25)$$

Выражения (2-24) и (2-25) лучше чем (2-23) описывают зависимость рассеяния траекторий от вязкости раствора, однако весьма громоздки. Более простые выражения можно получить при рассмотрении зависимости в отдельных узких областях: область малой вязкости с развитым вихревым следом ($Re > 3 \cdot 10^2$), область формирующегося вихревого следа и возрастающей интенсивности вихрей ($3 \cdot 10^2 > Re > 0,5 \cdot 10^2$), область стационарных кормовых вихрей и тризальная безвихревая область большой вязкости.

Зависимость рассеяния траекторий частиц от вязкости среды можно использовать для изучения законов формирования и развития вихревого следа.

4. Влияние подвижности поверхности капли на рассеяние траекторий.

С межфазной поверхностью капли прочно связана основная часть электрического заряда двойного слоя. При малой проводимости электролита движение зарядов двойного слоя заторможено. Следовательно, заторможено движение поверхности капли и движение жидкости внутри капли. С увеличением

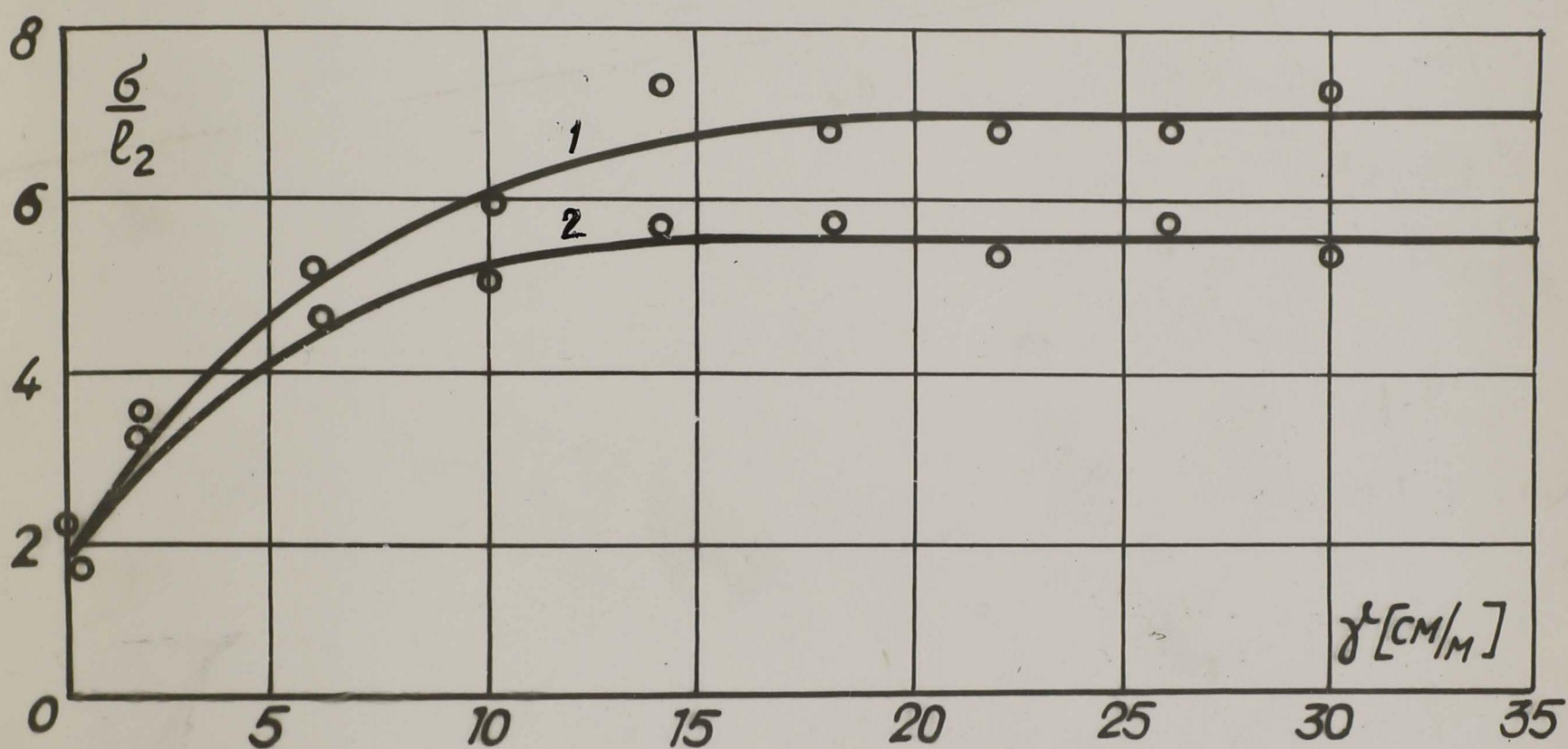


Рис. 2-16. Зависимость рассеяния траекторий капля
от проводимости раствора.

1 - с поперечным магнитным полем

2 - без поля.

проводимости раствора торможение уменьшается и поверхность капли приходит в движение. Зависимость стандарта распределения траекторий капель от проводимости раствора представлена на рис. 2-16. Эту зависимость можно описать выражением

$$\frac{\sigma}{l_2} = \left(\frac{\sigma}{l_2} \right)_0 (1 + a \operatorname{th} B \gamma) \quad (2-26)$$

Численные значения постоянных в уравнении (2-26) для нижней кривой на рис. 2-16 равны соответственно $\left(\frac{\sigma}{l_2} \right)_0 = 1,90$, $a = 1,94$, $B = 0,14$, для верхней кривой $\left(\frac{\sigma}{l_2} \right)_0 = 1,90$, $a = 2,68$, $B = 0,12$. Верхняя кривая получена при тех же значениях параметров, но при наложенном поперечном магнитном поле. Увеличение рассеяния траекторий в 2-3 раза свидетельствует о значительных изменениях режима обтекания и движения внутри капли.

Магнитное поле взаимодействует с движущимися зарядами двойного слоя и влияет на движение ртути внутри капли. С уменьшением этих движений вследствие торможения с уменьшением проводимости, эффект влияния магнитного поля на распределение траекторий так же уменьшается.

Торможение двойного слоя, и, следовательно, поверхности раздела фаз описывается критерием K_{09} . Член $B \gamma$ в (2-26) является видоизменением величины B, K_{09} .

Анализ результатов показывает, что наиболее сильное влияние торможения наблюдается в области $K_{09} \sim 1$, при $K_{09} > 2$ торможение и связанные с этим эффекты практически отсутствуют, при $K_{09} < 0,1$ поверхность капли заторможена.

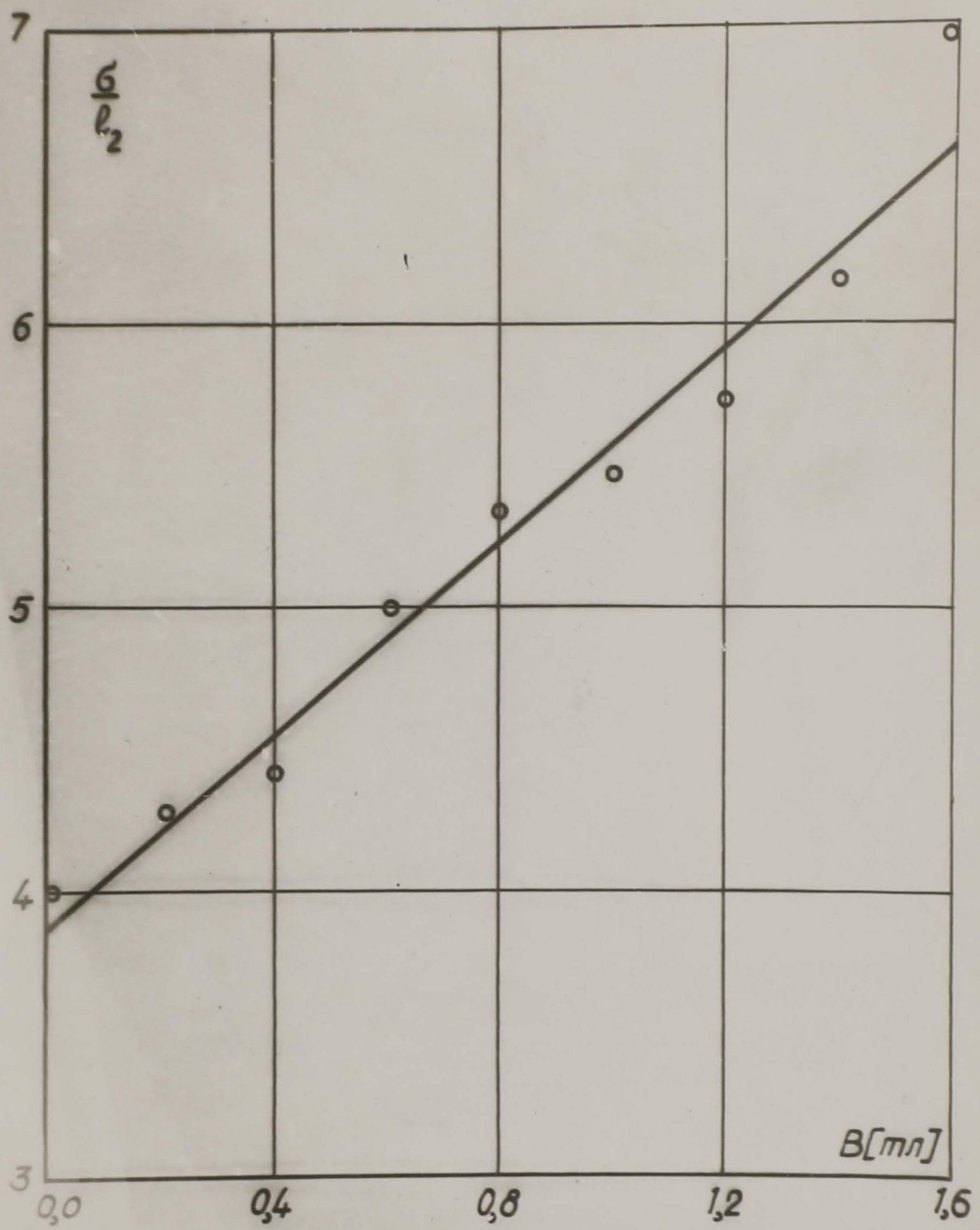


рис. 17. Влияние магнитного поля на рассеяние
гранул.

Величина постоянной a (2-26) зависит от K_{13} и показывает относительную роль движения двойного слоя и движения внутри капли. Постоянная $(\sigma/l_2)_0$ в (2-26) определяет величину стандарта рассеяния траекторий для движения твердой частицы в условиях эксперимента и зависит от числа Рейнольдса и других параметров.

5. Влияние электрического и магнитного полей на распределение траекторий капель.

Электрическое поле приводит в движение заряды двойного слоя и вместе с ними поверхность капли. Влияние горизонтального электрического поля при $K_{02} < 1$ на дисперсию распределения траекторий капель незначительно. Движение поверхности капли с небольшими скоростями в горизонтальном направлении не оказывает существенного влияния на режим обтекания и вихревой след капли. Магнитное поле кроме взаимодействия с токами зарядов двойного слоя, приводящего к горизонтальному движению, влияет на движение ртути внутри капли, что приводит к значительному изменению режима движения как внутри, так и вне капли. Эти изменения отражаются на рассеянии траекторий капель. Изменение стандарта распределения траекторий в зависимости от величины горизонтального магнитного поля показано на рис. 2-17. Зависимость рассеяния от величины магнитного поля может быть описана выражением

$$\frac{\sigma}{l_2} = \left(\frac{\sigma}{l_2}\right)_0 + bB \quad (2-27)$$

В приведенном случае $\left(\frac{\sigma}{l_2}\right)_0 = 3,85$, $b = 1,70$.

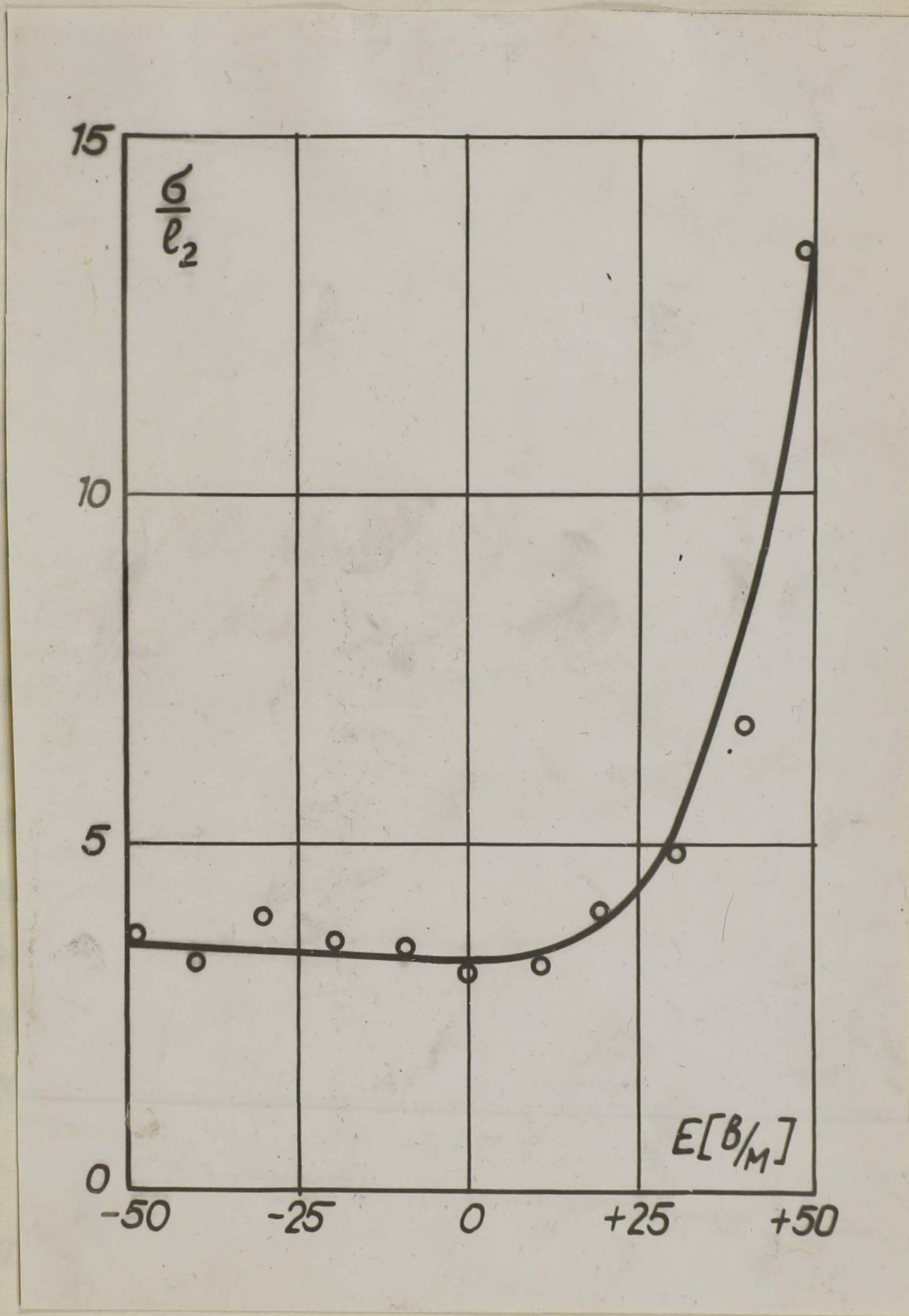


Рис. 4-18. Влияние электрического поля на дисперсию траекторий.

Из рис. 2-16 видно, что с увеличением торможения по-
 верхности капли уменьшается влияние магнитного поля на
 рассеяние траекторий, т.е. коэффициент " β " в (2-27)
 стремится к нулю. Следовательно величина коэффициента
 β определяется критериями K_{09} , K_{13} и Гартмана для дви-
 жения внутри капли.

В скрещенных электрическом и магнитном горизонталь-
 ных полях при выполнении условия $K_{02} < 1$ дисперсия рас-
 пределения траекторий определяется в основном магнитным
 полем. В скрещенных полях при вертикальном электричес-
 ком поле и горизонтальном магнитном при $K_{02} < 1$ рассе-
 яние траекторий также определяется в основном магнитным
 полем, но влияние электрического поля заметно. Специа-
 льного эффекта от наличия одновременно электрического и
 магнитного скрещенных полей (при сравнительно небольших
 применявшихся напряженностях полей) не наблюдалось.

Зависимость стандарта распределения траекторий от
 величин вертикального электрического поля представлена
 на рис. 2-18. Эта зависимость может быть описана выраже-
 нием

$$\frac{\sigma}{l_2} = a e^{bE} + c e^{dE} \quad (2-28)$$

В приведенном на рис. 5-18 случае $a = 1,2$, $b = -0,025$,
 $c = 1,1$, $d = 0,05$. Вертикальное электрическое поле
 вызывает движение поверхности капли, складывающееся с дви-
 жением поверхности капли под действием вязких напряжений.

Электрическое поле управляет таким образом направлением и скоростью движения поверхности капли, а следовательно, движением внутри капли и образованием вихревого следа (путем смещения точки отрыва). Структура вихревого следа сложным образом зависит от положения точки отрыва, что и предопределяет сложную зависимость дисперсии распределения траекторий капель от знака и величины вертикального поля. Рис. 2-18 . включает как предиробочную область ($E < 30 \text{ В/М}$) так и область после пробоя двойного слоя ($K_{02} = 1 + 2$). В предиробочной области зависимость рассеяния траекторий от величины электрического поля сравнительно слабая даже для вертикального электрического поля.

§ 3. Скорость падения капель в электролите

1. Зависимость скорости падения капли от вязкости раствора.

При большой вязкости среды, скорость падения частицы обратно пропорциональна вязкости среды [И2-34.] С возрастанием скорости движения изменяется режим обтекания частицы и закон Стокса уже не выполняется.

Результаты измерения скорости падения капли в зависимости от вязкости раствора представлены на рис. 2-19. Зависимость это может быть описана выражением

$$v = \frac{b_1 \eta + c_1}{a_2 \eta^2 + b_2 \eta + c_2} \quad (2-29)$$

В приведенном на рис. 2-19 случае постоянные равны

$$b_1 = 2,37; \quad c_1 = 0,91; \quad a_2 = 64,04; \quad b_2 = 8,87; \quad c_2 = 1,31.$$

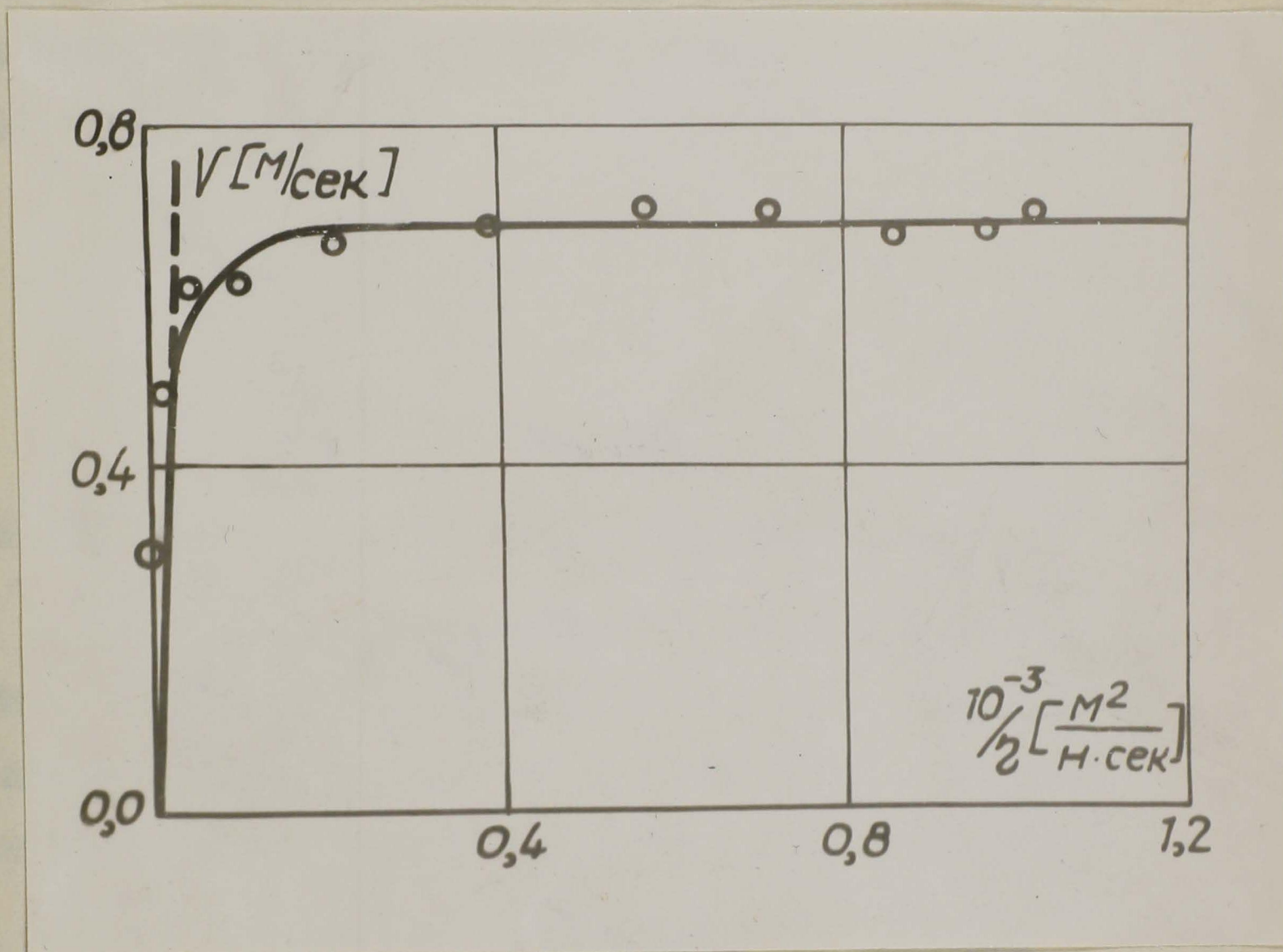


Рис. 2-19. Зависимость скорости падения капли от вязкости раствора.

При увеличении вязкости раствора скорость падения уменьшается, в случае большой вязкости — скорость обратно пропорциональна вязкости. С уменьшением вязкости скорость падения стремится к пределу как видно из рис. 2-19 и (2-29).

Коэффициенты в (2-29) зависят от параметров эксперимента и режима движения весьма сложным образом. Сравнительно просто они определяются только в предельных случаях. Например, при большой вязкости (2-29) переходят в уравнение

$$v = \frac{1}{18} \frac{l_2^2 g (\rho_2 - \rho_1)}{\eta} \quad (2-30)$$

Из сравнения (2-29) и (2-30) можно определить $v_1/a_2 = \frac{1}{18} l_2^2 g (\rho_2 - \rho_1)$. В другом предельном случае — малой вязкости можно определить отношение c_1/c_2 . Выражением (2-9) можно пользоваться, однако, только до перехода пограничного слоя на частице в турбулентное состояние.

2. Влияние проводимости электролита на скорость падения ртутной капли.

Движение двойного слоя и межфазной поверхности, как уже упоминалось выше, зависит от проводимости электролита. Скорость падения капли в зависимости от проводимости электролита представлена на рис. 2-20. Характер зависимости скорости падения капли от проводимости аналогичен зависимости рассеяния траекторий капель от проводимости, так как обе зависимости являются проявлениями торможения двойного слоя и, следовательно, движения внутри капли. Аналогично

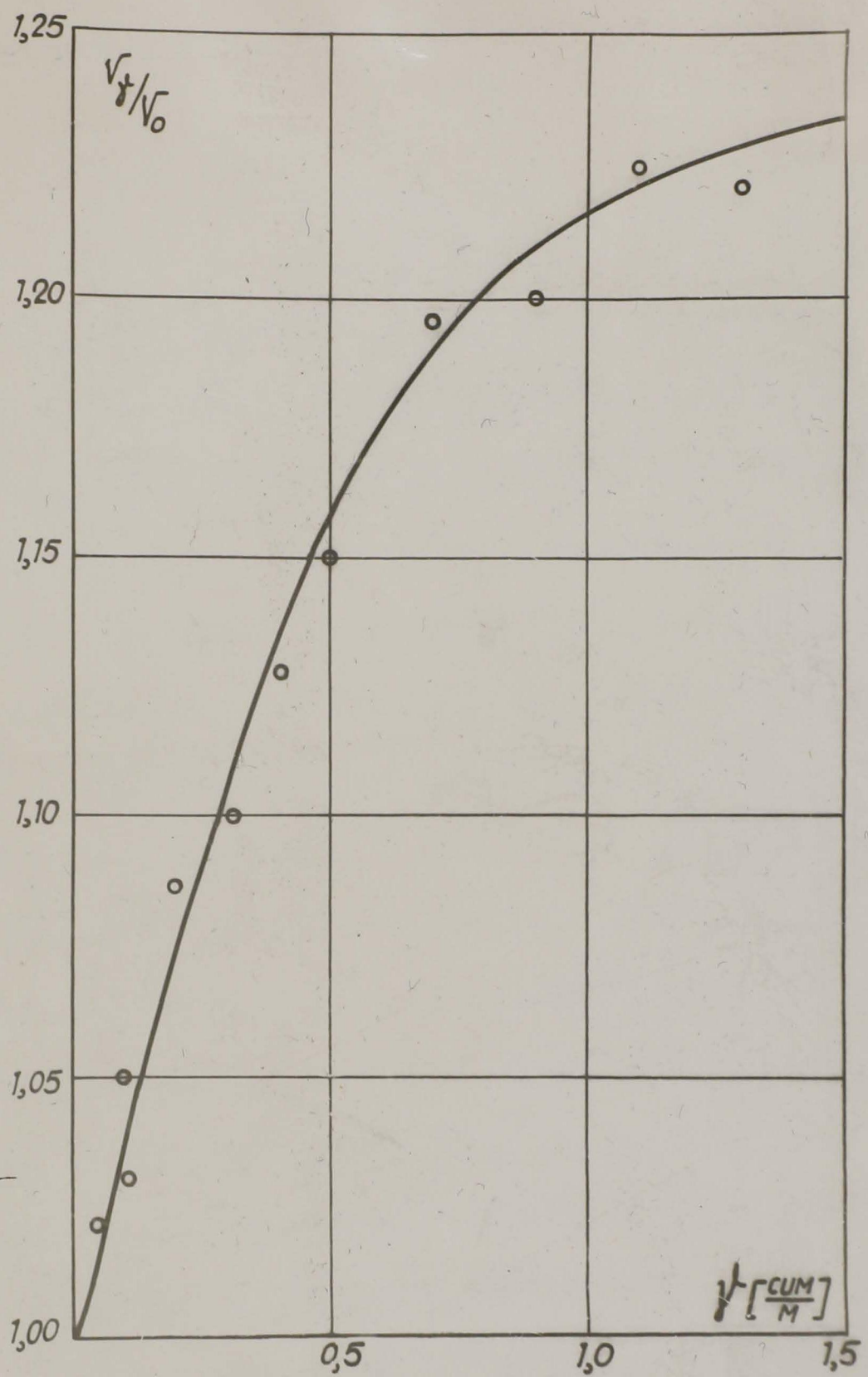


Рис. 2-0. Зависимость скорости поворота колеса от прохода резерва.

(2-26) зависимость скорости падения капли от проводимости электролита можно описать выражением

$$v = v_0 (1 + a \text{th } by) \quad (2-31)$$

В приведенном на рис. 2-20 случае $a=0,24$, $b=1,50$.

Различия коэффициентов в (2-26) и (2-31) обусловлены существенными различиями описываемых этими выражениями процессов.

Увеличение скорости падения уменьшает на уменьшение диссипации энергии. В то же время происходит пространственное перераспределение диссипируемой энергии. При отсутствии движения внутри капли вследствие малой проводимости вся диссипация энергии происходит в окружающей жидкости. С увеличением проводимости электролита растет диссипация энергии внутри капли, но суммарная диссипация энергии уменьшается. Изменение скорости прекращается, когда остается неизменной суммарная диссипация энергии. Рассеяние траекторий обусловлено не только величиной суммарной диссипируемой энергии, но и распределением её в пространстве, в частности величиной и интенсивностью вихревых вихрей и турбулентной областью внутри капли. Изменение рассеяния траекторий прекращается только тогда, когда остаются неизменными не только величина диссипируемой энергии, но и любые изменения вихревой дорожки и движения внутри капли.

Коэффициент a в (2-31) определяется в основном критерием K_{13} , т.е. увеличением скорости за счет движения внутри капли.

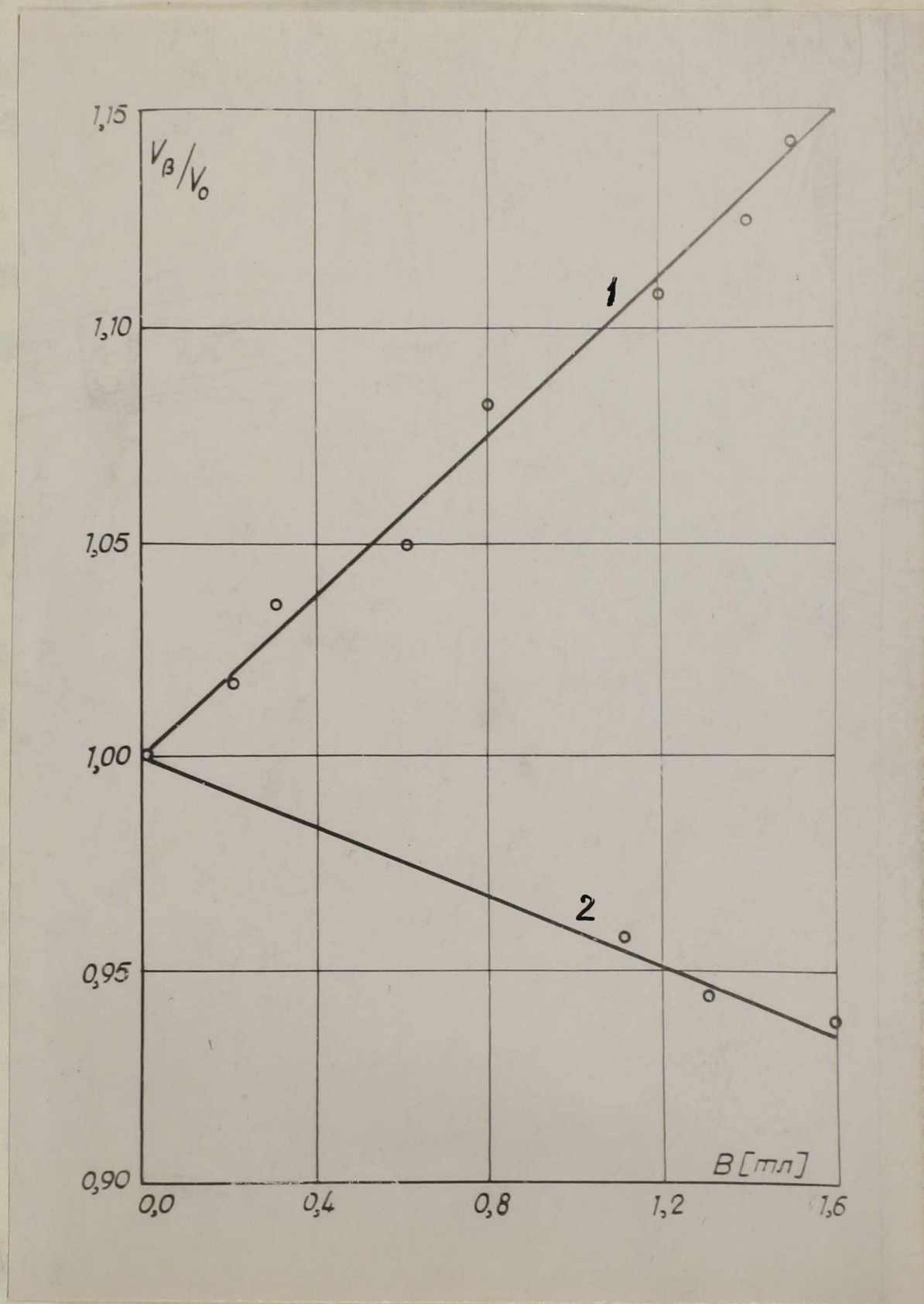


Рис. 2-21. Влияние магнитного поля на скорость
падения капле

1 - при $Re = 2,7 \cdot 10^3$

2 - при $Re = 10^2$.

В данном случае $K_{14} = 0,414$, но это значение соответствует максимальному увеличению скорости на экваторе капли. Увеличение скорости центра тяжести капли будет меньше, т.е. $a = a_1 K_{13}$. Отсюда можно определить $a_1 = 0,58$. Коэффициент B в (2-31) определяется критерием, т.е. торможением движения поверхности капли

Диссипация энергии пропорциональна ρv^2 . Сравнивая диссипацию внутри и вне капли можно заключить, что это величины одного порядка.

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^2 \approx 0,78$$

3. Воздействие электрического и магнитного полей на скорость падения ртутной капли.

Горизонтальное электрическое поле (при $K_{02} < 1$) не оказывает заметного влияния на скорость падения капли. Появляется только дополнительная горизонтальная скорость движения капли под действием электрического поля.

Горизонтальное магнитное поле, кроме горизонтального движения капли, вызывает изменение скорости ее падения. Влияние величины магнитного поля на скорость падения капли показано на рис. 2-21. Как видно из рисунка, при $Re \approx 2,7 \cdot 10^3$ возрастание величины поля приводит к увеличению скорости падения капли, при $Re \approx 10^2$ наблюдается противоположная зависимость. Зависимость скорости падения капли от величины магнитного поля в этих случаях может быть описана выражением

$$v(B) = v_0 (1 + aB) \quad (2-32)$$

где $a = 0,094$ при $Re = 2,7 \cdot 10^3$ и $a = -0,41$ при $Re \approx 10^2$. В связи с различием величины и знака эффекта при различных числах Рейнольдса необходимо выяснить влияние магнитного поля на скорость падения капли в зависимости

от числа Рейнольдса, что можно осуществить изменением вязкости раствора. Эта зависимость может быть описана выражением

$$\frac{v(B)}{v_0} = \frac{a(\eta + \eta_*)^2 + b(\eta + \eta_*) + c}{(\eta + \eta_*)^2} \quad (2-33)$$

Экспериментальные данные, представленные на рис. 2-22, описывается выражением (2-33) при значении постоянных

$$a = 100, \quad b = 1,8 \cdot 10^{-3}, \quad c = 1,3 \cdot 10^{-5}, \quad \eta_* = 7 \cdot 10^{-3}.$$

Из рис. 2-22 видно, что при малых значениях вязкости электролита магнитное поле вызывает увеличение скорости падения капли. С возрастанием вязкости раствора эффект уменьшается по величине, а затем меняет знак

Взаимодействие магнитного поля с основным циркуляционным движением внутри капли вызывает увеличение сопротивления движению, что приводит к уменьшению скорости падения. Это взаимодействие можно характеризовать критерием Гартмана. Учитывая небольшую величину эффекта, в первой приближении можно считать, что

$$\Delta \frac{v(B)}{v_0} = -a Ha \quad (2-34)$$

С другой стороны магнитное поле подавляет турбулентность [12-36] в корковой области капли, что приводит к уменьшению диссипации энергии и, следовательно, увеличению ско-

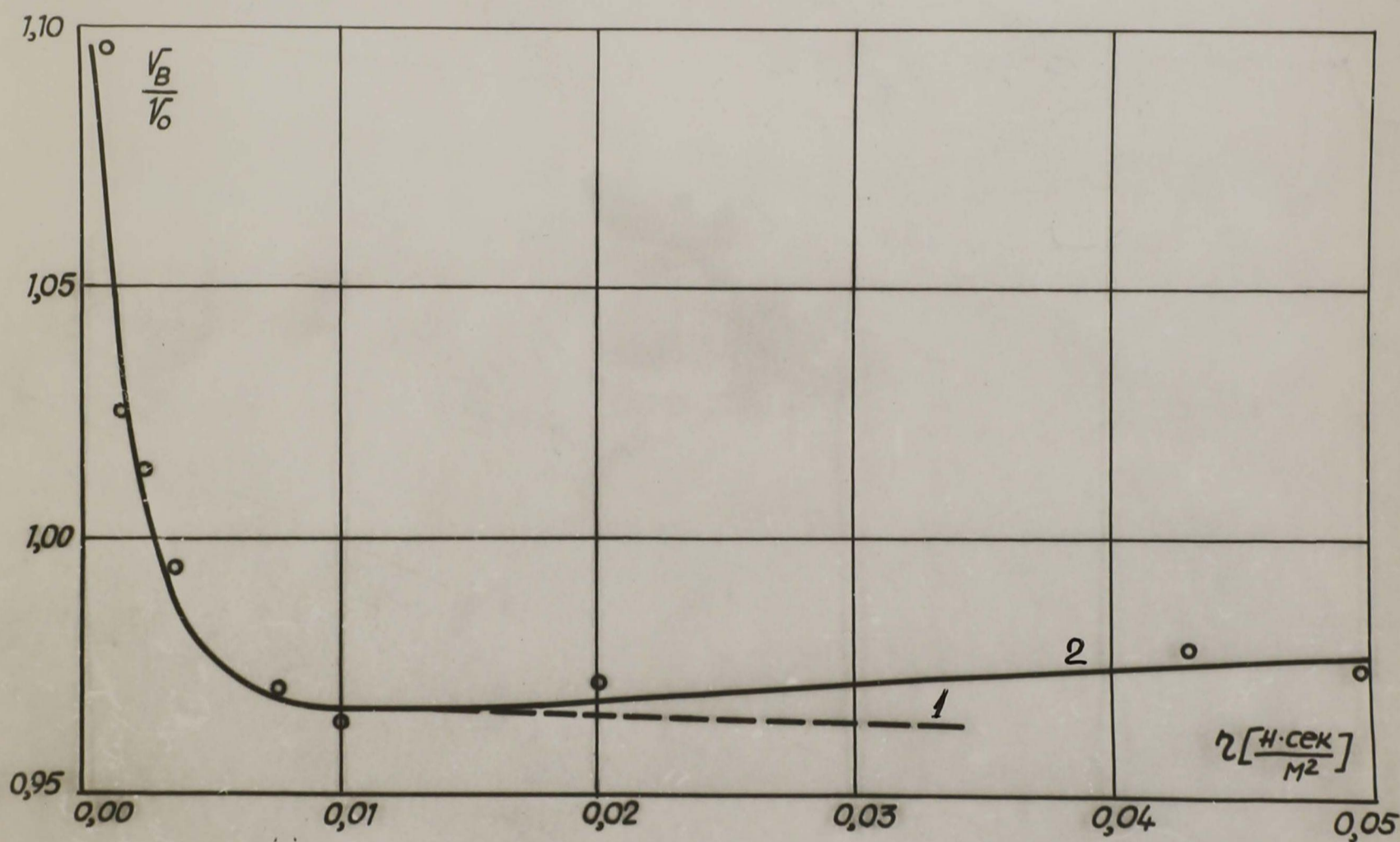


Рис. 2-22. Эффект влияния магнитного поля на
 скорость падения шара в зависимости от
 вязкости раствора
 1 - приближенная зависимость (2-41)
 2 - экспериментальная зависимость (2-33)

рости падения. Этот эффект можно характеризовать магнитным параметром R_M [12-35]. В первом приближении приращение скорости равно

$$\Delta \frac{v(B)}{v_0} = c R_M \quad (2-35)$$

С учетом эффектов (2-34) и (2-35) влияние магнитного поля на скорость падения капли можно представить в виде

$$\frac{v(B)}{v_0} = 1 - a Na + c R_M \quad (2-36)$$

Выражение (2-36) можно преобразовать к виду

$$\frac{v(B)}{v_0} = 1 - a Na \left(1 - \frac{c R_M}{a Na} \right) = 1 - a Na \left(1 - b Re_2^{-\frac{1}{2}} \right) \quad (2-37)$$

$$где \quad Re_2 = \frac{\rho_2 v_2 l_2}{\eta_2}$$

Из (1-27), (1-64), (1-65), (1-66) Re_2 можно выразить через Re_1 , как

$$Re_2 = Re_1 K_{15}^{-\frac{2}{3}} K_{14}^{\frac{4}{3}} \quad (2-38)$$

$$где \quad Re_1 = \frac{\rho_1 v_1 l_2}{\eta_1}$$

В эксперименте измеряется скорость центра тяжести капли относительно раствора, при этом

$$Re_2 = Re_1 + \frac{Re_2 K_{15}}{K_{14}} \quad (2-39)$$

В (2-39) второй член правой части значительно меньше первого, поэтому приближенно можно положить $Re_{12} \approx Re_1$

С учетом этого замечания в (2-37) можно подставить (2-38), не принимая во внимание (2-39) во избежание излишней громоздкости. При этом (2-37) преобразуется к виду

$$\frac{v(B)}{v_0} = \frac{Re_B}{Re_0} = 1 - a Ha \left(1 - b Re_1^{-\frac{1}{2}} K_{15}^{\frac{1}{3}} K_{14}^{-\frac{2}{3}} \right) \quad (2-40)$$

Выделив из последнего члена (2-40) зависимость от вязкости и объединив остальное в постоянные a_1 и b_1 , имеем

$$\frac{v(B)}{v_0} = 1 - a_1 Ha \left(1 - b_1 \eta_1^{-\frac{1}{6}} \right) \quad (2-41)$$

В эксперименте, представленном на рис. 2-22, критерий $Ha = 60,4$. Зависимость (2-41) показана на рис. 2-22. штриховой линией (при значениях постоянных $a_1 = 3,3 \cdot 10^{-6}$, $b_1 = 0,38$). При малой вязкости, где скорость падения не зависит от вязкости, зависимость (2-41) хорошо согласуется с экспериментом. С увеличением вязкости появляется ошибка, обусловленная в основном зависимостью скорости от вязкости (2-29). Параметр K_M зависит от скорости и, следовательно, b_1 в (2-41) зависит от скорости, что видно из сравнения (2-41) с (2-40). Попытка учета зависимости коэффициентов в (2-37) от всех параметров эксперимента приводит к несравненно более громоздким критерийным выражениям, чем эмпирическая зависимость (2-33).

Магнитное поле оказывает сильное воздействие на движение внутри капли. Но, так как скорость движения внутри капли составляет небольшую часть общей скорости движения частицы, влияние магнитного поля на скорость падения невелико.

Прямое влияние магнитного поля на движение электролита при обтекании частицы практически отсутствует, что видно из величин $Na_2 \approx 10^2$ и $R_{M2} \approx 1$ для движения внутри капли, и $Na_1 \approx 1$ и $R_{M1} \approx 10^{-2}$ для внешнего движения. Этот факт подтверждается экспериментально. Изменение проводимости электролита в пределах $3+30$ см/м не оказывает заметного влияния на зависимость скорости падения капли от магнитного поля.

При падении капля в воздухе, т.е. $Na_1=0$ и $R_{M1}=0$, наблюдается влияние магнитного поля на скорость падения, что указывает на воздействие магнитного поля на движение внутри капли.

Косвенное влияние магнитного поля капли возможно вследствие изменения напряжений на поверхности капли и смещения точки отрыва потока, обусловленных изменением движения внутри капли.

§ 4. Движение ртутных капель под действием электрического и магнитного полей.

I. Зависимость скорости движения капли под действием полей от вязкости раствора электролита.

Скорость падения капли в зависимости от вязкости среды описывается выражением (2-29). Аналогичным выражением должна описываться зависимость скорости движения капли под действием электрического поля. Отношение горизонтальной скорости движения капли под действием электрического поля к вертикальной скорости падения в этом случае описывается выражением

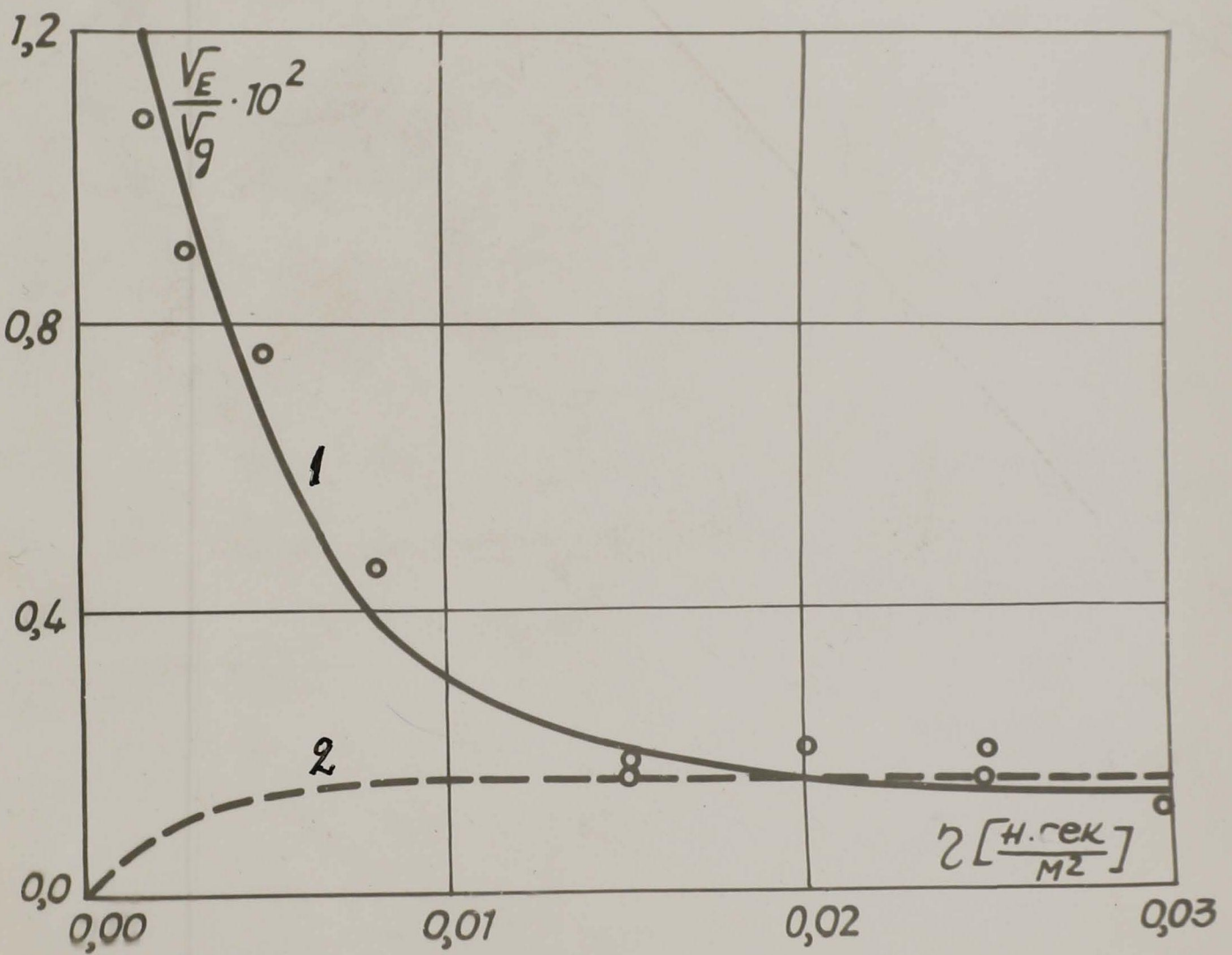


Рис. 2-23. Зависимость скорости движения на ли вод действии электрического поля от вязкости раствора

1 - по формуле (2-42)

2 - по В.Г. Лавичу

$$\frac{v_E}{v_g} = \frac{a_3 \eta^3 + b_3 \eta^2 + c_3 \eta + d_3}{a_4 \eta^3 + b_4 \eta^2 + c_4 \eta + d_4} \quad (2-42)$$

Результаты измерения соотношения скоростей представлены на рис. 2-23. Коэффициенты в (2-42) для кривой рис. 2-23. имеют следующие значения:

$$a_3 = 2,63 \cdot 10^4, \quad b_3 = 1,24 \cdot 10^4, \\ c_3 = 1,83, \quad d_3 = 4,91 \cdot 10^{-2}, \quad a_4 = 1,75 \cdot 10^7, \\ b_4 = 6,73 \cdot 10^4, \quad c_4 = 2,14 \cdot 10^2, \quad d_4 = 1,19.$$

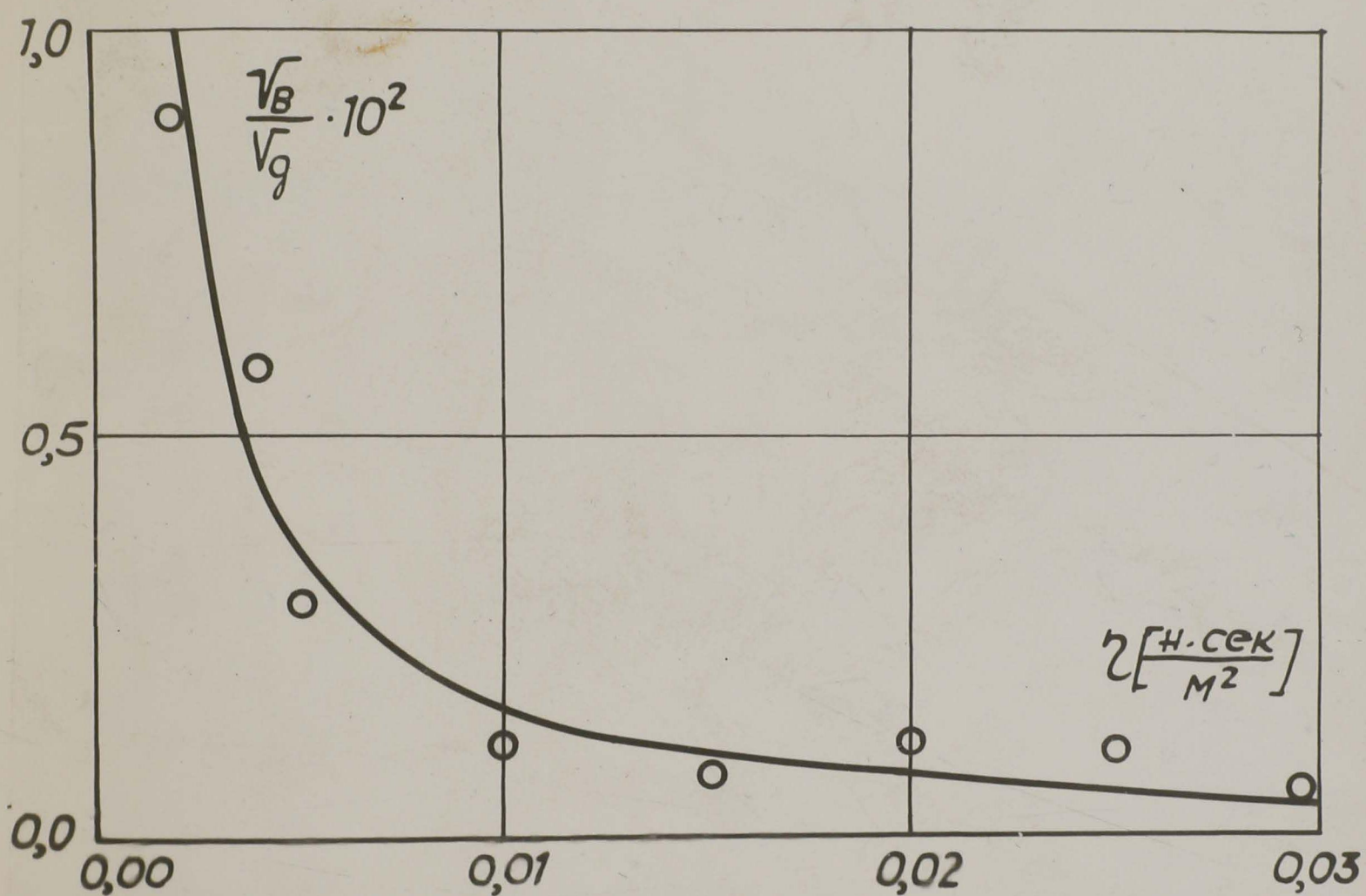
Из [12 - 37] можно получить отношение скорости движения капли под действием электрического поля к скорости ее падения

$$\frac{v_E}{v_g} = \frac{3}{4} \frac{\sigma E}{\rho_2} \frac{1}{g(\rho_2 - \rho_1)} \frac{\eta_1}{\left(\eta_1 + \eta_2 + \frac{\sigma^2}{3\gamma}\right)} \quad (2-43)$$

Зависимость (2-43), как видно из ^{рис} 2-23, при большой вязкости совпадает с эмпирической зависимостью (2-42).

Хотя выражение (2-43) получено в предположении $Re < 1$,

оно удовлетворительно описывает экспериментальные данные и при больших значениях критерия Рейнольдса. Поэтому можно считать, что аналитические выражения, полученные для $Re < 1$, аналогично (2-43), применимы в области вязкого сопротивления и в области вихревого сопротивления до начала отрыва корневых вихрей.



Ил. 2-24. Зависимость скорости движения капли под действием магнитного поля от вязкости раствора

При дальнейшем уменьшении вязкости происходит развитие вихревого следа и скорость падения капли не зависит больше от вязкости среды (рис. 2-19). Горизонтальная скорость движения капли под действием электрического поля при той же вязкости обратно пропорциональна вязкости среды, вследствие того, что $v_E < v_g$. Отношение v_E / v_g в этой области возрастает.

Отношение скорости движения под действием магнитного поля к скорости падения капли v_B / v_g в зависимости от вязкости раствора электролита представлено на рис. 2-24. Экспериментальные данные можно описать выражением

$$\frac{v_B}{v_E} = \frac{b_1 \eta + C_1}{a_2 \eta^2 + b_2 \eta + C_2} \quad (2-44)$$

В приведенном на рис. 2-24 случае коэффициенты равны

$$b_1 = 8,75, \quad C_1 = 0,025, \quad a_2 = 7,25 \cdot 10^5, \quad b_2 = 1,51, \\ C_2 = 1,23.$$

Выражение (2-44) существенно отличается от (2-42) вследствие того, что в электрическом поле сила, действующая на двойной слой $F_E = -f_e E$ не зависит от скорости падения, а сила, действующая на двойной слой в магнитном поле $F_B = [f_e v \times B]$, зависит от скорости падения. В области малой вязкости, аналогично предыдущему случаю, отношение скоростей возрастает вследствие обратной пропорциональности скорости движения под действием магнитного поля ($Re_B \lesssim 1$), и независимости скорости

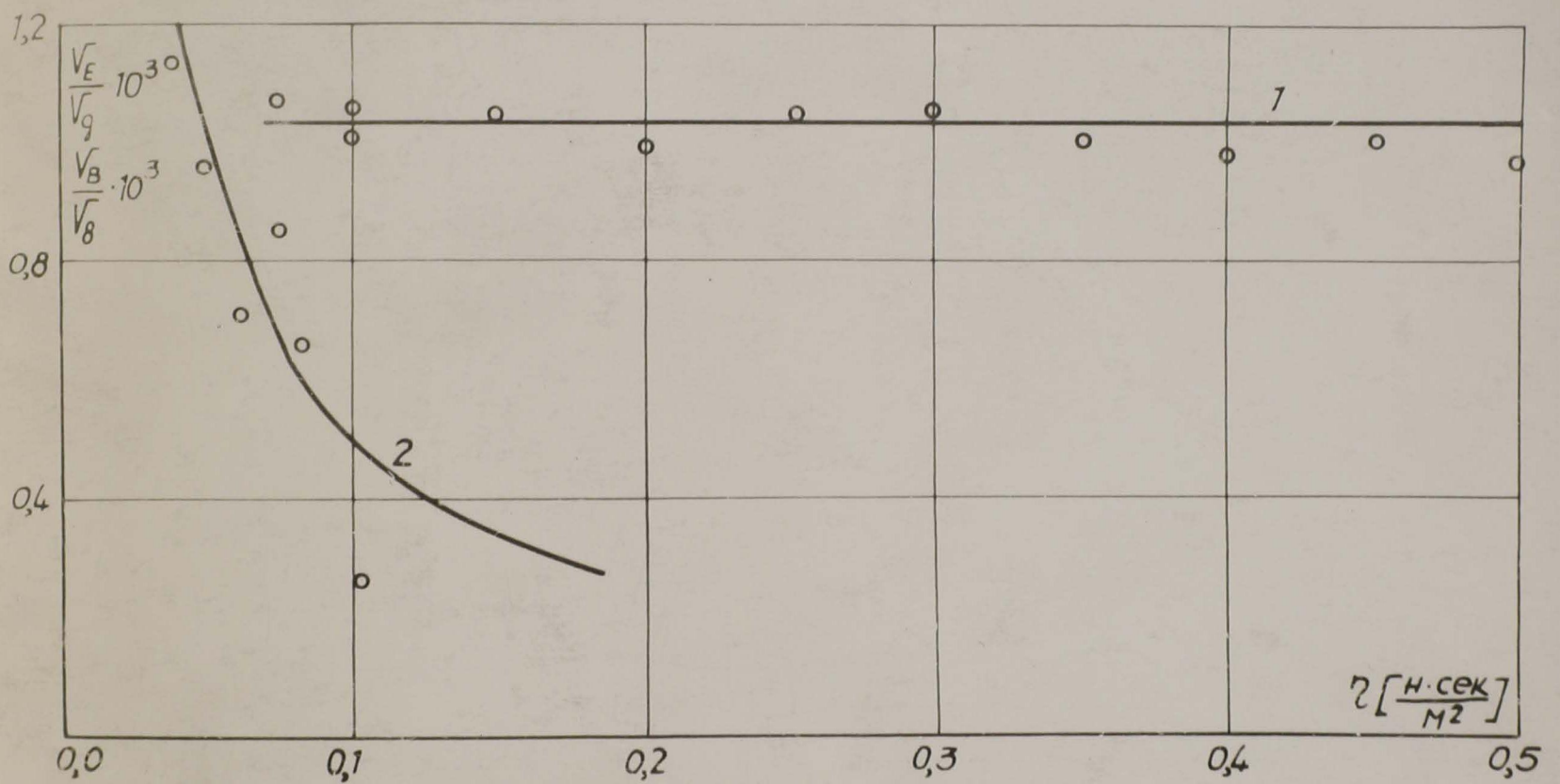


Рис. 2-25. Зависимость скоростей движения масла под действием полей от вязкости раствора
 1 - движение под действием электрического поля
 2 - движение под действием магнитного поля.

падения капли от вязкости ($Re_g > 10^2$). Существенные различия между (2-42) и (2-44) существуют в области преобладающего вязкого сопротивления как для движения под действием поля, так и для падения капли. Так как движущая сила в магнитном поле зависит от скорости падения и, следовательно, в этой области от вязкости, то отношение скоростей в области вязкого сопротивления обратно-пропорционально вязкости. В электрическом поле движущая сила не зависит от вязкости соответственно и отношение скоростей в вязкой области сопротивления остается постоянным. При изменении вязкости среды от 10^{-2} до 10^{-1} v_B/v_g уменьшается на порядок, а отношение v_E/v_g остается постоянным.

Полученное на основе работы [12-37] соотношение

$$\frac{v_B}{v_g} = \frac{1}{4} l_2 \sigma B \frac{\eta_1 + \eta_2}{(2\eta_1 + 3\eta_2) \left(\eta_1 + \eta_2 + \frac{\sigma^2}{3\gamma} \right)} \quad (2-45)$$

так же как и (2-43) подтверждается экспериментом при преобладающей роли вязких сил, даже при числах Рейнольдса превышающих единицу.

Отношение скоростей движения капли под действием поля к скорости ее падения для области преобладающего вязкого сопротивления показано на рис. 2-25. В этой области (2-42) практически сливается с (2-43), а (2-44) с (2-45).

Движущие силы, действующие на каплю в срезах электрическом и магнитном полях, не зависят от вязкости раствора электролита. Вследствие этого зависимость v_{EB}/v_g от вязкости среды, аналогична зависимости v_B/v_g (рис. 2-23).

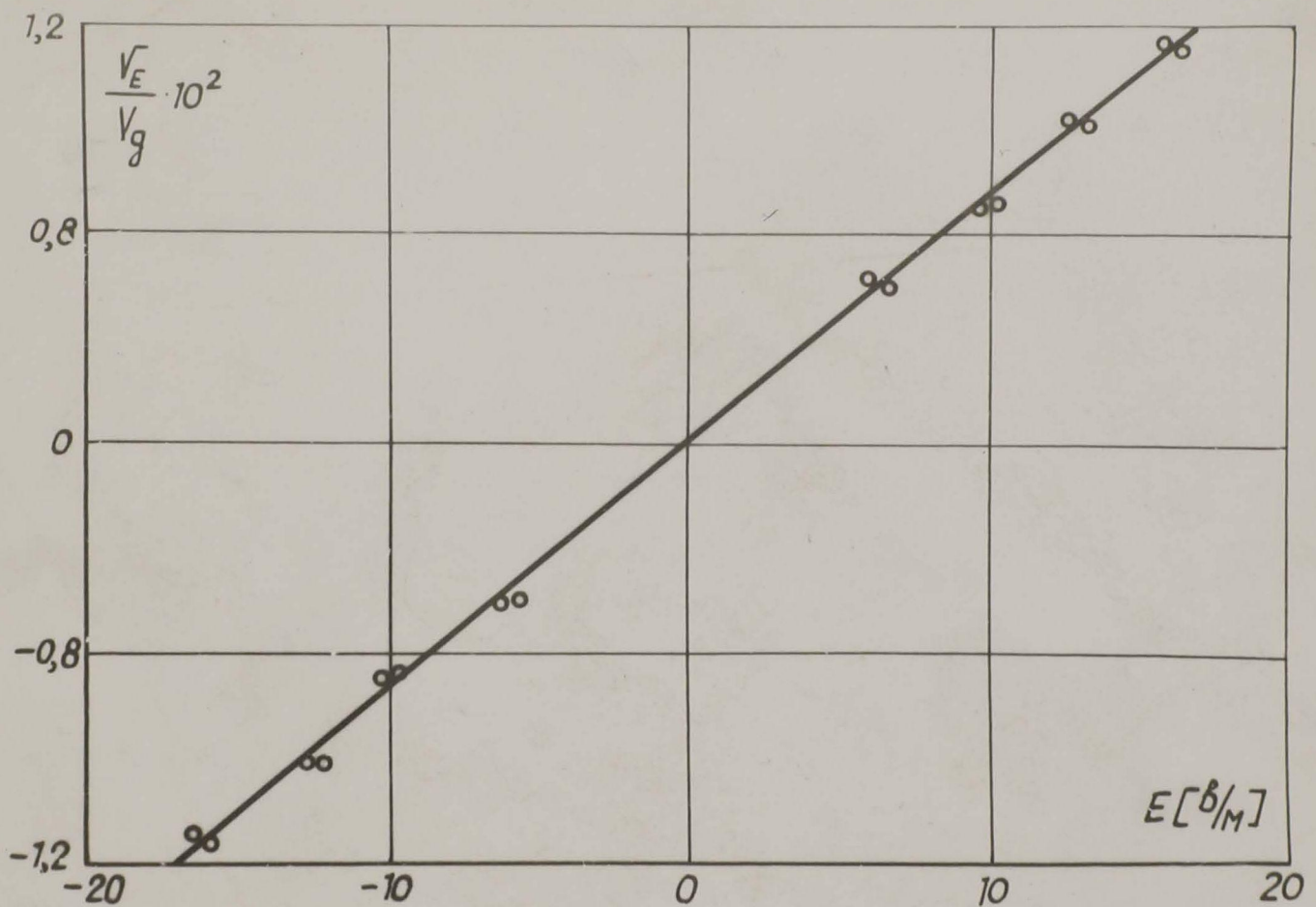


Рис. 2-26. Зависимость скорости движения катоды от величины действующего электрического поля.

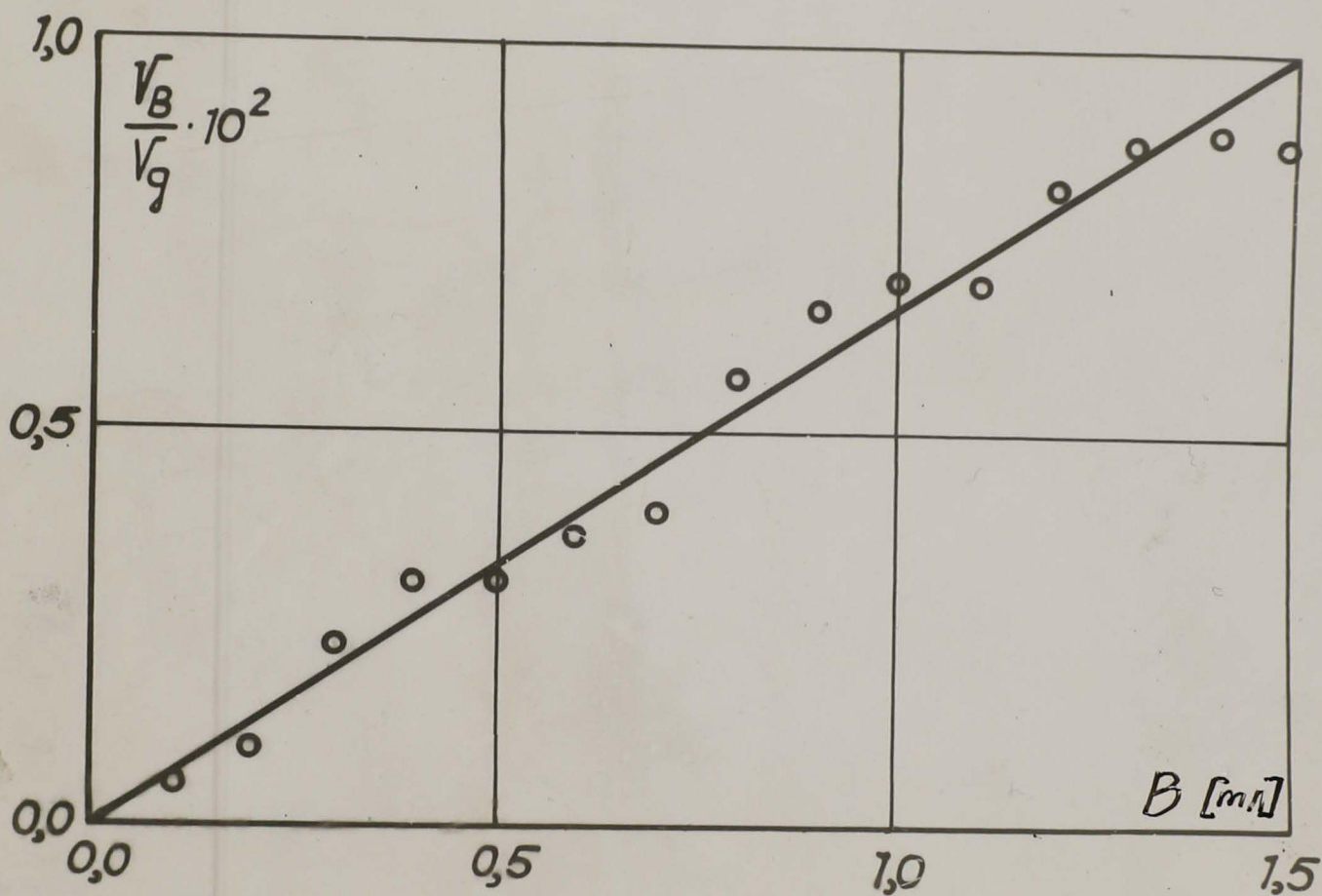


Рис. 2-27. Зависимость скорости движения капли от величины воздействующего магнитного поля.

2. Скорость движения капли в зависимости от величины движущего поля.

Движущая сила, действующая на двойной слой, пропорциональна величине наложенного поля как в случае электрического, так и в случае магнитного поля. Зависимость скорости движения ртутной капли под действием электрического поля от его величины показана на рис. 2-26. Зависимость линейная и описывается выражением

$$\frac{v_E}{v_g} = a E \quad (2-46)$$

В приведенном случае $a = 1,43 \cdot 10^{-2}$.

Скорость движения капли под действием магнитного поля в зависимости от его величины представлена на рис. 2-27, и описывается аналогичным выражением

$$\frac{v_B}{v_g} = b B \quad (2-47)$$

В приведенном на рис. 2-27 случае $b = 1,07 \cdot 10^{-2}$.

Коэффициенты a и b определяются в основном поверхностным зарядом и вязкостью, что видно из решений (1-33) и (1-42).

При значительно больших величинах полей зависимость скорости движения капли под действием полей должна отклоняться от линейной, как это было показано выше. Однако получить в эксперименте магнитное поле более $1,5 \text{ тл}$ затруднительно, а в электрическом поле более 10 в/м происходит

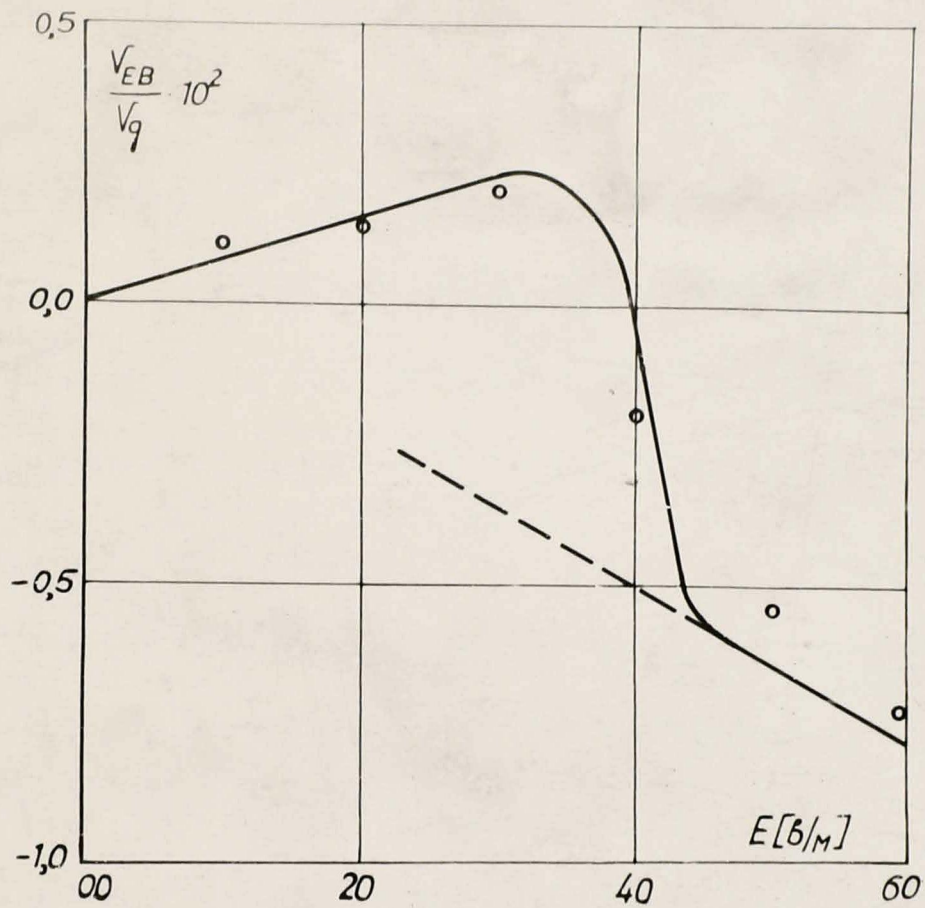


Рис. 2-28. Зависимость скорости движения
 волны под действием усредненных
 электрического и магнитного полей
 от величины электрического поля.

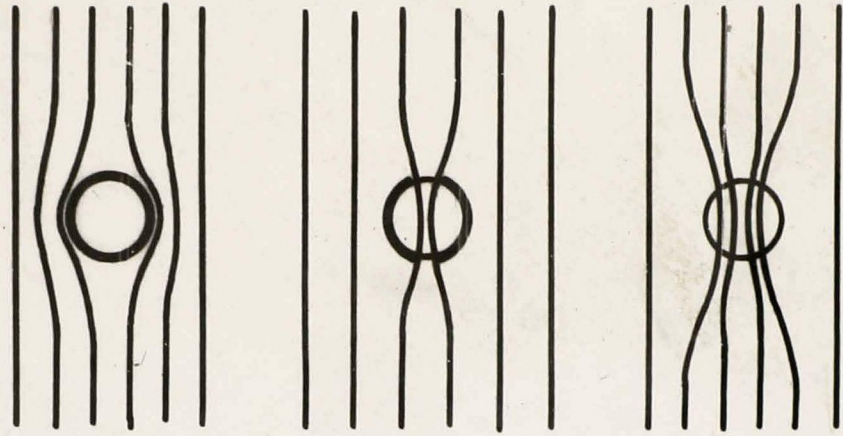
пробой двойного слоя, что является определяющим для всей картины движения.

Влияние пробой двойного слоя на движение под действием скрещенных электрического и магнитного полей видно, на рис. 2-28. При небольших напряженностях электрического поля ($K_{02} < 1$) эквивалентная проводимость капли равна нулю. С увеличением напряженности электрического поля происходит локальный пробой двойного слоя ($K_{02} \approx 1$), в этом случае эквивалентная проводимость капли сравнима с проводимостью раствора электролита. При дальнейшем увеличении напряженности поля двойной слой пробивается полностью ($K_{02} > 1$) и проводимость ртутной капли становится несравненно выше проводимости окружающего электролита. Изменение эквивалентного сопротивления капли для $K_{02} < 1$, $K_{02} \approx 1$, $K_{02} > 1$ показано на рис. 2-29. В соответствии с изменением знака разности проводимостей капли и среды меняет свой знак и скорость движения под действием скрещенных полей.

Из выражения для силы воздействия скрещенных полей на шар [Л2-88] можно выделить зависимость эффекта от проводимости среды и шара

$$f(\gamma_1, \gamma_2) = \frac{\gamma_1 - \gamma_{2*}}{2\gamma_1 + \gamma_{2*}} \quad (2-48)$$

Эффективную проводимость частицы γ_{2*} можно определить следующим образом



$K_{02} < 1$

$K_{02} \approx 1$

$K_{02} > 1$

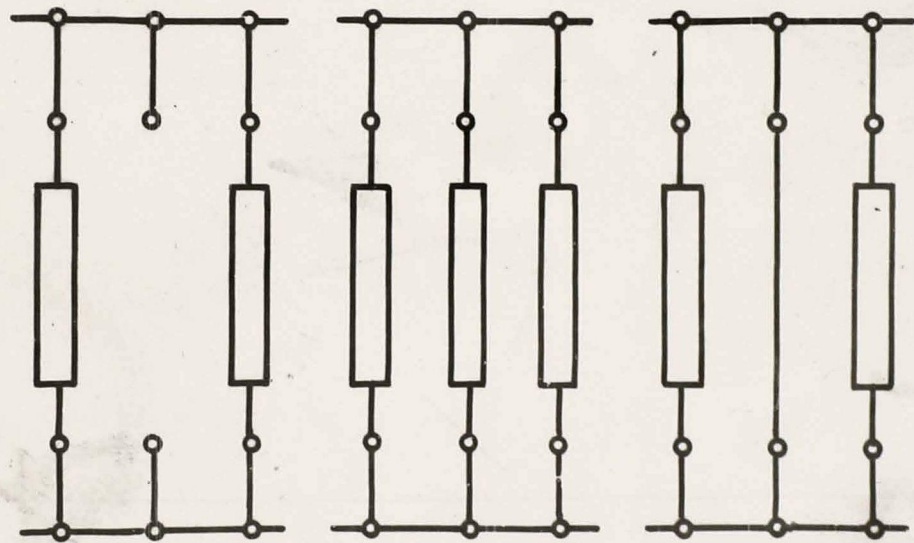


Рис. 2-29. Схема проволочного двойного слоя катушки и ее эквивалентного сопротивления.

$$\gamma_{2*} = \gamma_2 \operatorname{th} \sqrt{K_{02} - 1} \quad (2-49)$$

Скорость движения капли под действием скрещенных электрического и магнитного полей, выделяя зависимость только от величины электрического поля, можно представить в виде

$$\frac{v_{EB}}{v_g} = a E \frac{1 - \Gamma \operatorname{th} \sqrt{E/E_* - 1}}{2 - \Gamma \operatorname{th} \sqrt{E/E_* - 1}} \quad (2-50)$$

где через Γ обозначено отношение проводимости капли к проводимости раствора, а через E_* напряженность поля, при которой происходит пробой двойного слоя, т.е. $K_{02} = 1$. В приведенном на рис. 2-28 случае $a = 2,73 \cdot 10^{-3}$, $\Gamma = 10^5$, $E_* = 40$ В/м. При больших напряженностях поля выражение (2-50) дает несколько завышенные результаты, т.к. при этом $Re_{EB} \approx 10$ и вязкое сопротивление дополняется вихревым сопротивлением.

3. Зависимость скорости движения капли под действием электрического или магнитного поля от проводимости раствора электролита.

Движение зарядок двойного слоя при малой проводимости раствора затормаживается. Электрическое и магнитное поля вызывают движение капли именно путем взаимодействия с двойным слоем. Поэтому при затормаживании двойного слоя движение под действием электрического и магнитного полей прекращается. Скорость движения ртутной капли под действием магнитного поля в зависимости от проводимости среды показана на рис. 2-30. В отличие от рис. 2-16 и рис. 2-20,

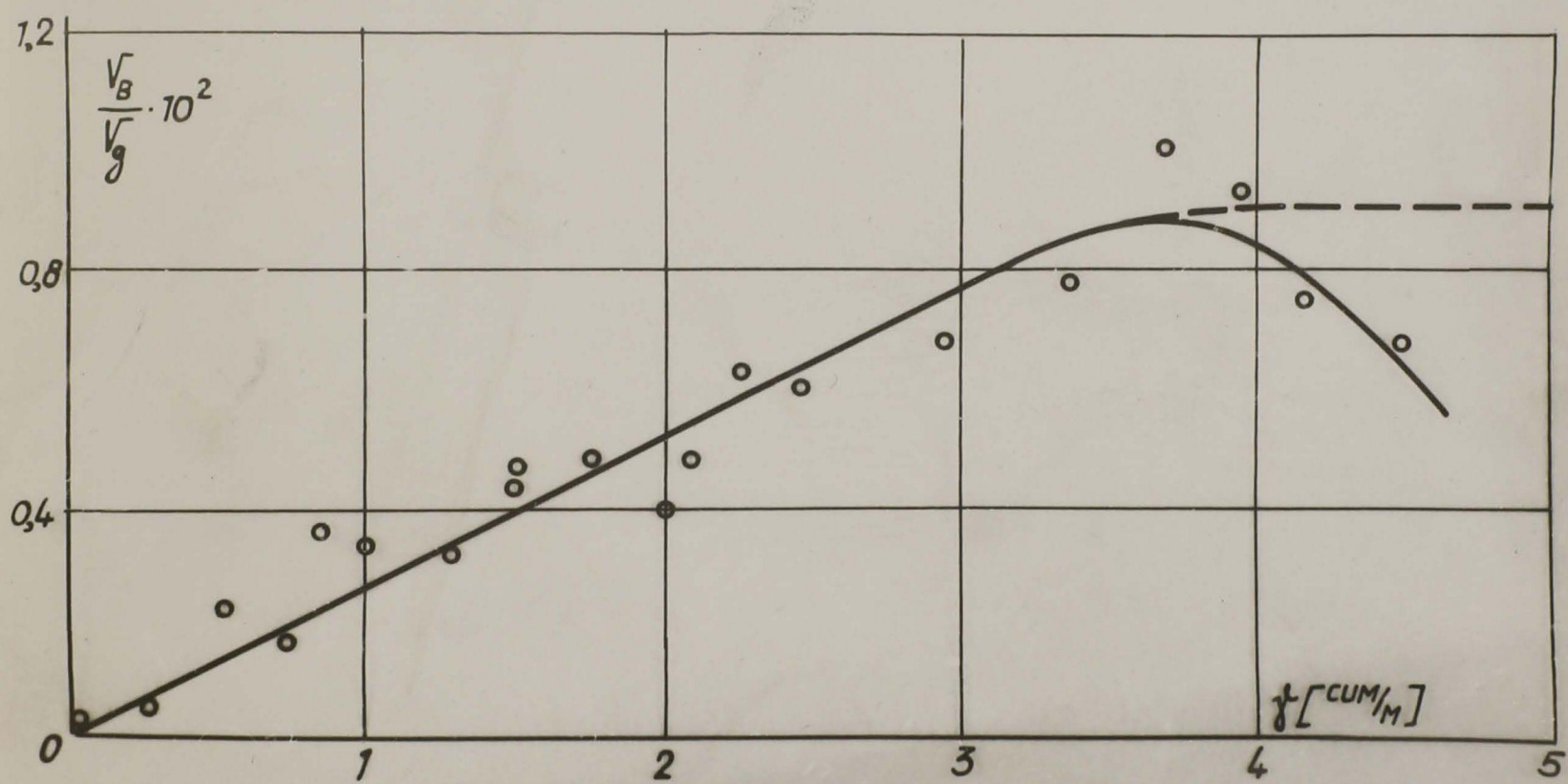


Рис. 2.30. Зависимость скорости движения капли под действием магнитного поля от проводимости раствора.

где подвижность двойного слоя и поверхности раздела фаз вызывает лишь дополнительное увеличение дисперсии рассеяния траекторий ^[12-39] и скорости движения капли, рис. 2-30 показывает, что в случае движения капли под действием магнитного поля скорость движения стремится к нулю при затормаживании двойного слоя вследствие уменьшения проводимости раствора электролита [12-40]

Зависимость скорости движения капли под действием магнитного поля от проводимости раствора электролита может быть описана выражением

$$\frac{V_B}{V_g} = a \frac{\eta_0}{\eta} \operatorname{th} B y \quad (2-5)$$

в приведенном на рис. 2-30 случае постоянные

$$a = 1,03 \cdot 10^{-2}; \quad B = 0,12.$$

С увеличением концентрации раствора увеличивается не только его проводимость, но и вязкость. Поэтому изменение вязкости раствора надо учитывать в выражении (2-5).

Изменением вязкости раствора обусловлено наличие максимума на рис. 2-30. В области максимума двойной слой практически не оказывает торможения, поэтому дальнейшее понижение проводимости раствора не может увеличить скорость движения капли под действием магнитного поля, а увеличение вязкости раствора с увеличением его концентрации приводит даже к некоторому уменьшению этой скорости.

Движение капли под действием электрического поля так же связано с движением двойного слоя, и влияние проводимости среды на скорость движения аналогично.

Глава третья

Критериальные уравнения движения частицы.

I. Критериальные уравнения движения частицы под действием массовых сил.

I. Приближенное критериальное уравнение.

Определяемым критерием для движения частицы под действием массовых сил является K_{12} . Формальный вид K_{12} совпадает с критерием Рейнольдса, хотя существенно отличается от него по физическому содержанию. Критерий Re применяется в основном, для описания течения жидкости около закрепленного тела. В этом случае скорость v , входящая в критерий Re , является единственной характерной кинематической величиной. В случае движущегося в жидкости незакрепленного тела (витание, падение или всплытие частицы под действием силы тяжести, движение частиц в центрифуге, циклоне и пр.), положение существенно меняется. Вследствие наличия многих степеней свободы появляется несколько характерных кинематических скоростей: скорость вращения, скорость диффузии и др. Критерий K_{12} включает в себя только составляющую скорости центра тяжести частицы относительно жидкости на бесконечности параллельную действующей массовой силе ($v_{ц.т} \parallel \vec{F}_m$). Таким образом K_{12} , в отличие от Re только частично характеризует движение, хотя практически и является наиболее важной величиной.

Основной определяющий критерий K_{II} формально совпадает с произведением $Eu \cdot Re^2$ (где Eu - критерий Эйлера). Однако следует иметь в виду предыдущие замечания относительно критерия Рейнольдса.

В первом приближении для определения K_{I2} можно использовать зависимость

$$K_{I2} = a_{ii} K_{II}^{\alpha_{ii}} \quad (3-1)$$

Аналогичный вид уравнения можно получить из работ [ЛЗ-1, ЛЗ-2, ЛЗ-3], в которых используются различные способы описания закономерностей падения частиц.

В области преобладающего вязкого сопротивления для сферической частицы $a_{II} = 1/18$ и $\alpha_{II} = 1,0$.

Эти значения постоянных в уравнении (3-1) применимы при $K_{II} < 10$. При $K_{II} > 5 \cdot 10^4$ постоянные, вычисленные на основе результатов гл. 2, имеют значения

$a_{I2} = 1,12$ и $\alpha_{I2} = 0,5$. В промежуточной области изменения критерия K_{II} ($10 < K_{II} < 5 \cdot 10^4$),

где вязкостная и вихревая составляющие сопротивления сравнимы, вместо уравнения (3-1) можно использовать выражение

$$K_{I2} = \frac{a_{I2}}{2a_{II}} \left[\sqrt{1 + 4 \frac{a_{II}^2}{a_{I2}^2} K_{II}} - 1 \right] \quad (3-2)$$

В квадратичной области сопротивления коэффициент a_{I2} в выражении (3-1) можно связать с коэффициентом сопротивления B [ЛЗ-3].

$$a_{12} = \frac{1}{\sqrt{2B}} \quad (3-3)$$

а также с обычно употребляемым коэффициентом сопротивления шара C_f

$$a_{12} = \frac{2}{\sqrt{3C_f}} \quad (3-4)$$

Величина B , вычисленная из (3-3) равна $B = 0,398$ и хорошо совпадает с величиной $B = 0,4$ для подающих сферических частиц, полученной в работе [ЛЗ-3].

Коэффициент сопротивления, вычисленный из соотношения (3-4), равен 0,94 и значительно превосходит значения коэффициента сопротивления закрепленного шара $C_f = 0,43$.

Такое различие обусловлено наличием большего числа степеней свободы и соответственно больших затрат энергии в случае движущейся незакрепленной шарообразной частицы.

2. Учет движения жидкости внутри капли.

Из сравнения уравнений (1-24) и (1-27) следует, что капля движется при прочих равных условиях, с большей скоростью, чем твердая частица, и, следовательно, критерий K_{12} имеет большее значение. Изменение скорости, как это видно из (1-27), характеризуется критерием K_{13} . Кроме того, в уравнении движущейся капли следует учитывать самоторможение поверхности двойным слоем, т.е. критерий K_{09} . Поэтому коэффициент a_{12} в уравнении (3-1) следует уточнить. Используя результаты исследований, приведенные в гл. 2, этот коэффициент можно записать в виде:

(3-5)

$$a_{12} = a_{13} (1 + a_{14} K_{13} \text{th} a_{15} K_{09} K_{14})$$

где вычисленные на основе результатов 2-3.2 постоянные имеют следующие значения: $a_{13} = 0,90$, $a_{14} = 0,58$

$$a_{15} = 2,0.$$

При $K_{11} < 10$ пограничный слой не получает полного развития. В этом случае увеличение скорости определяется не критерием K_{13} , а более простым симплексом K_{14} [ЛЗ-4]. Коэффициент a_{11} можно уточнить, используя результаты работы [ЛЗ-5]

$$a_{11}(K_{14}, K_{09}) = \frac{1}{18} \frac{3K_{14} + 3 + K_{09}^{-1}}{2K_{14} + 3 + K_{09}^{-1}} \quad (3-6)$$

Влияние магнитного поля на движение ртути в капле можно учесть путем уточнения коэффициента a_{14} . Зависимость коэффициента a_{14} от критериев Na_2 и R_{M2} можно записать в виде

$$a_{14}(Na_2, R_{M2}) = a_{14} (1 - a_{16} Na_2 + a_{17} R_{M2}) \quad (3-7)$$

Преобразуя выражение (3-7) аналогично (2-37) и, используя (2-38) и (3-1), получим

$$a_{14}(Na_2, R_{M2}) = a_{14} \left[1 - a_{16} Na_2 \left(1 - a_{18} K_{11}^{-1/4} K_{15}^{1/3} K_{14}^{-2/3} \right) \right]$$

(3-8)

где a_{16} и a_{18} определяются на экспериментальных результатах (2.13) $a_{16} = 1,27 \cdot 10^{-2}$, $a_{18} = 0,17$.

3. Учет влияния деформации капли на скорость движения.

Деформация капли изменяет скорость ее движения тремя основными путями. Во-первых, изменяется площадь наибольшего сечения и площадь поверхности, что приводит к изменению сопротивления. Во-вторых, изменяется угол отрыва потока и условия образования вихревых вихрей, что приводит к изменению коэффициента сопротивления. В третьих, существенно изменяются условия движения жидкости внутри капли. Сложность явления затрудняет его описание. Основным критерием, характеризующим деформацию капли является [13-4] :

$$K_{16} = \frac{l_2 \rho}{\sigma_{12}} \quad (3-9)$$

В частном случае действия сил тяжести, раскрывая ρ в (3-9) , найдем

$$K_{16} = \frac{l_2^2 (\rho_2 - \rho_1) g}{\sigma_{12}} \quad (3-10)$$

При $K_{16} < 1$ форма капли не отличается от сферической [13-6, 13-7]. Вследствие большой величины поверхностного натяжения капли почти слабо деформировались ($K_{16} \approx 1$).

Существующие литературные данные для движения капель жидкостей с большим поверхностным натяжением [13-7, 13-8] дают возможность учесть влияние деформации.

Коэффициент a_{13} может быть уточнен следующим образом

$$a_{13}(K_{16}) = a_{13} \operatorname{sch} a_{19} K_{16}^{d_{14}} \quad (3-II)$$

Коэффициент a_{19} численный из данных [ЛЗ-7, ЛЗ-8], равен $a_{19} = 0,136$.

Показатель степени d_{14} в случае наличия движения внутри канн равен $d_{14} = 1,0$, в случае заторможенной поверхности поверхностно-затяжными воздействиями [ЛЗ-7] или двойным слоем $d_{14} = 0,5$.

Зависимость (3-II) по существу не отличается от предложенной ранее, в работе [ЛЗ-4], однако по форме является более удобной.

4. Общий случай движения частиц под действием насосных сил.

Критерическое уравнение движения частиц в квадратичной области сопротивления можно получить подстановка в уравнение (3-1) выражения (3-5), (3-8), (3-II).

$$K_{12} = a_{13} K_{11}^{\frac{1}{2}} \left\{ 1 + a_{14} K_{13} \operatorname{th} a_{15} K_{09} \left[1 - a_{16} Na_2 \left(1 - a_{18} K_{11}^{-\frac{1}{4}} K_{15}^{\frac{1}{3}} K_{14}^{-\frac{2}{3}} \right) \right] \right\} \operatorname{sch} a_{19} K_{16}$$

(3-12)

Уравнение (3-12) хорошо описывает результаты экспериментов с ртутными каплями (212) в других экспериментах при аналогичных условиях. Существенное изменение условий эксперимента (или технологических условий) может вызвать необходимость совершенствования (уточнения) уравнения (3-12). В случае упрощения частицы в вязкости с большой проводимостью при наличии магнитного поля (т.е. $Ha_1 \gg 1, R_{M1} \gg 1$) следует учесть зависимость коэффициента a_{13} (Ha, R_{M1}) от критериев Ha_1 и R_{M1} аналогично зависимости (3-8) для коэффициента a_{14} . Кроме того, при выводе такого критерийного уравнения частицы следует учитывать, что затраты энергии (K_{11}) идут не только на движение по направлению действующей силы (K_{12}), но и на диффузию (3-13). Поэтому a_{13} зависит также от соотношения энергии вихря и кинетической энергии капли (3-15), (3-16). Поскольку при прочих равных условиях a_{13} увеличивается с увеличением относительной энергии вихря, это обстоятельство следует учитывать при сопоставлении различных экспериментальных данных.

Движение поверхности капли может тормозиться как положительным электрическим зарядом, так и отрицательно активными веществами. Эти процессы аналогичны [13-5].

В случае наличия поверхности активных веществ следует дополнить член уравнения (3-12), учитывающий внутреннее движение, коэффициентом аналогичным $th a_{15} K_{09}$, где вместо поверхностной плотности заряда фигурирует поверхностная плотность адсорбированного вещества, а вместо объемной проводимости - объемная концентрация поверхности активного вещества.

В случае движения твердой частицы $K_{13} = 0$ и уравнение (3-12) значительно упрощается. Вместо K_{16} для твердой частицы (ближайшей по форме к сферической) можно употребить эмпирическое

$$K_{17} = \frac{l_2 - l_{2*}}{l_{2*}} \quad (3-13)$$

где l_{2*} — диаметр эквивалентного по объему шара.

Сложность описания движения незакрепленной частицы обусловлена наличием многих степеней свободы. С уменьшением числа степеней свободы описание значительно упрощается, например, описание движения твердой частицы или вязкой капли с заторможенной поверхностью. С увеличением числа степеней свободы, например, наличием пульсаций капли при частичном проходе ее двойного слоя в электрическом поле (или сильной деформации) уравнение (3-12) значительно усложняется.

§ 2. Критериальные уравнения движения частицы под действием электрического поля.

1. Движение капли под действием электрического поля.

Обобщая уравнение (1-33) и экспериментальные результаты (гл. 2.), критериальное уравнение движения капли под действием электрического поля можно записать следующим образом

$$K_{23} = a_{21} K_{22} K_{14}^{-2} K_{15} \text{th} a_{22} K_{09} K_{14} \quad (3-14)$$

Уравнение (3-14) применимо при $K_{14} \gg 1$. В этом случае

$$a_{21} = 0,25, \quad a_{22} = 2,0.$$

С увеличением скорости движения ($K_{21} > 100$), внутри и снаружи капли развиваются пограничные слои. Толщина пограничного слоя становится меньше диаметра капли. Кроме того, учитывая, что профиль скоростей определяется в этом случае критерием K_{13} , с учетом (1-33) можно получить

$$K_{23} = a_{23} K_{22}^{\frac{2}{3}} K_{13}^{-1} K_{14}^{-1} K_{15} \operatorname{th} a_{24} K_{09} K_{19} \quad (3-15)$$

При дальнейшем росте скорости ($K_{23} \gg 1$) возникает вихревое сопротивление движению частицы. В общем случае критерияльное уравнение движения капли под действием электрического поля можно записать в виде

$$K_{23} = a_{25} K_{22}^{d_{21}} K_{13}^{d_{22}} K_{14}^{d_{23}} K_{15}^{d_{24}} \operatorname{th} a_{26} K_{09} K_{09} K_{13}^{d_{25}} K_{14}^{d_{26}}$$

(3-16)

Коэффициенты в (3-16) постоянны только в пределах определенных областей. В случае преобладания вязкого сопротивления (3-16) переходит в (3-14). В другом предельном случае, когда преобладает вихревое сопротивление движению частицы, показатель степени при основной определяющей критерии K_{22} принимает минимальное значение, равное $d_{21} = 1/3$. Экспериментально осуществить этот режим движения затруднительно из-за ограничения $K_{02} < 1$.

2. Движение твердой частицы под действием электрического поля.

Как уже было показано (рис. 1-6) скорость движения твердой частицы под действием электрического поля на несколько порядков меньше скорости движения жидкой частицы. Критериальное уравнение движения твердой частицы под действием электрического поля можно представить в виде

$$K_{24} = a_{27} K_{25} \text{ th } a_{28} K_{08} \quad (3-17)$$

Уравнение (3-7) применимо при условии $K_{02} < 1$,

в этом случае $a_{27} \approx 0,3$, $a_{28} \approx 0,1$.

Коэффициент a_{28} , вообще говоря, зависит от структуры двойного слоя, т.е. $a_{28} = a_{28}(K_{05}, K_{07})$

3. Общий случай движения частицы под действием электрического поля.

Из (1-33) следует, что движение частицы в общем случае определяется суммой уравнений (3-17) и (3-16). Практически вместо (3-16) можно использовать уравнение (3-14), поскольку при малых скоростях движения жидкой частицы скорости движения под действием сил в диффузионной части двойного слоя, описываемые (3-16), сравнимы со скоростями движения под действием сил в адсорбционной части двойного слоя (3-17). Таким образом, в случае сравнимых скоростей и сил, уравнение имеет вид

$$K_{23} + K_{24} = a_{21} K_{22} K_{14}^{-2} K_{15} \text{ th } a_{22} K_{09} K_{14} + a_{27} K_{25} \text{ th } a_{28} K_{08}. \quad (3-18)$$

Уравнение (3-18) является алгебраическим и сумма его слагаемых определяется знаками при $\sigma (K_{22})$ и $V (K_{25})$, т.е. при одинаковом знаке адсорбционной и диффузионной части заряда двойного слоя, силы и скорости складываются, при различных знаках σ и V (перезарядка) силы и скорости вычитываются. Уравнение (3-18) применимо в случае большой вязкости капли или малой проводимости раствора. В предельном случае $\eta_2 \rightarrow \infty$ уравнение (3-18) (ввиду $K_{22} = 0$) переходит в (3-17), в другом предельном случае $\eta_2 < \eta_1$ следует пользоваться уравнениями (3-14) + (3-16), т.к.

$$K_{24} \ll K_{23} \quad (\text{вследствие } K_{25} \ll K_{22} \quad).$$

3. Критериальные уравнения движения частицы под действием магнитного поля.

1. Движение капли под действием магнитного поля.

Как и в предыдущем случае, движение под действием магнитного поля обусловлено силами, возникающими в двойном слое. Но движение под действием магнитного поля, в отличие от электрического поля, возникает только при наличии движения двойного слоя под действием иных сил (основного движения). При определяющей влиянии сил вязкости как для основного движения, так и для движения под действием магнитного поля, критериальное уравнение имеет вид

$$K_{33} = a_{31} K_{32} K_{14}^{-2} K_{15} \operatorname{th} a_{32} K_{09} K_{14} \quad (3-19)$$

Коэффициенты в этом случае равны $a_{31} = 0,125$ $a_{32} = 2,0$.

С увеличением скорости движения скорость поверхности капли (v_m $V K_{32}$) определяется произведением K_{13} и скорости центра тяжести капли. Для $K_{13} \leq 0,5$ и $K_{14} \sim 1$

уравнение движения капли принимает вид

$$K_{33} = a_{33} K_{32} K_{13} K_{15} \text{th} K_{14}^{-2} \text{th} a_{34} K_{09} K_{13}$$

где $a_{33} = 0,95$, $a_{34} = 2,7$

(3-20)

В общем случае кратчайшее уравнение движения капли под действием магнитного поля может быть сведено в виде

$$K_{33} = a_{35} K_{32}^{d_{31}} K_{13}^{d_{32}} K_{15}^{d_{33}} K_{14}^{d_{34}} \text{th} a_{36} K_{09} K_{13}^{d_{35}} K_{14}^{d_{35}} \quad (3-21)$$

Уравнение (3-21) во многом аналогично уравнению (3-16).

Различие заключается в том, что величина K_{32} ограничена сравнительно небольшими значениями напряженности магнитного поля, а величина K_{22} — условием $K_{02} < 1$. Поэтому максимальное значение K_{22} на один — два порядка может превосходить таковое для K_{32} .

Различие между уравнениями (3-21) и (3-16) и описываемыми этими уравнениями процессами существует и при большой вязкости раствора. Скорость движения под действием магнитного поля (K_{33}) обратно пропорциональна кубу вязкости раствора, вследствие того, что в K_{32} входит скорость основного движения обратно пропорциональная вязкости. Движение в электрическом поле не зависит от основного движения и K_{23} обратно пропорционален квадрату вязкости среды.

2 Движение твердой частицы под действием магнитного поля.

Решение уравнения (I-33) показывает весьма сложную зависимость скорости движения частицы под действием магнитного поля от распределения зарядов двойного слоя и толщины пограничного слоя. Проведя сравнительную оценку отдельных членов решения для обычно встречающихся случаев и учитывая только основные члены, критериальное уравнение движения твердой частицы под действием магнитного поля можно записать так:

$$K_{34} = a_{37} K_{35} \operatorname{th} a_{38} K_{08} \quad (3-22)$$

где $a_{37} \approx 2 \cdot 10^{-2}$; $a_{38} \approx 10^{-1}$

Величина K_{34} в (3-22) в наиболее благоприятных условиях на 2-3 порядка меньше величины K_{24} , что обусловлено как меньшей величиной a_{37} , так и малой величиной K_{35} по сравнению с соответствующими величинами (3-17).

В (3-22) коэффициенты зависят от соотношения характерных размеров двойного и пограничного слоев, т.е. K_{05} ,

K_{06} , K_{07} . Приведены значения a_{37} и a_{38}

для случаев $K_{05} \ll 1$, $K_{06} < 1$, $K_{07} \ll 1$.

В этом случае зависимость $a_{37}(K_{05}, K_{06}, K_{07}) = a_{38}(K_{05}, K_{06}, K_{07})$ слабая.

В случае $K_{06} > 1$ величина K_{34} может быть значительной.

3. Общий случай движения под действием магнитного поля.

В общем случае следует учитывать как движение под действием сил в адсорбционной части двойного слоя (3-21), так и движение под действием сил в диффузионной части двойного слоя (3-22). При большой скорости движения видной частицы, скорость, обусловленная взаимодействием в диффузионной области двойного слоя, на много порядков меньше и ее можно не учитывать, т.е. движение описывается (3-21). При малых скоростях движения видной частицы (K_{33} и K_{44} сравнимы по величине) процесс описывается суммой (3-19) и (3-22), т.е.

$$K_{34} + K_{33} = a_{31} K_{32} K_{14}^{-2} K_{15} \operatorname{th} a_{32} K_{09} K_{14} + a_{37} K_{35} \operatorname{th} a_{38} K_{08}$$

(3-23)

С уменьшением K_{32} ($\eta_2 \rightarrow \infty$) до 0 уравнение (3-23) переходит в (3-22). Так же как и в предыдущем случае (3-18) сумма в уравнении (3-23) имеет алгебраический характер.

§ 4. Критериальные уравнения движения частицы под действием скрещенных электрического и магнитного полей.

1. Движение капли под действием скрещенных электрического и магнитного полей при преобладающей роли сил в двойном слое.

В специфических, т.е. практически весьма редких случаях движения капли определяется силами, возникающими в двойном слое под действием скрещенных электрического и магнитного полей. Скорость движения твердой частицы под действием сил, возникающих в двойном слое в скрещенных электрическом и магнитном полях очень мала, во всяком случае для статического двойного слоя. Поэтому ниже рассматривается только случай явной капли, для твердой частицы может быть получено сравнительно сложное критериальное уравнение на основе решения (1-17), включающее критерии K_{05}

$$K_{45} \cdot K_{08} \cdot K_{06} \cdot K_{04} \cdot$$

Движение при преобладании сил в двойном слое происходит при большой величине K_{41} , т.е. при большой величине поверхностного заряда σ_e и малой величине проводимости раствора γ_1 . Эти же условия определяют сильное самоторqueвание поверхности капли ($1 > th K_{09}$). Критериальное уравнение движения капли под действием скрещенных полей в этом случае можно записать в виде

$$K_{46} = a_{41} K_{43} K_{14}^{-2} K_{15} th a_{42} K_{09} K_{14} \quad (8-24)$$

Коэффициент $a_{41} \approx 10^{-2} + 10^{-3}$ зависит в основном от строения и свойств двойного слоя (K_{05} и K_{07}), в частности, от подвижности ионов в двойном слое;

Коэффициент $a_{42} = 2,0$.

2. Движение частиц под действием силовых электрического и магнитного полей при преобладающей роли об'онных сил.

Наиболее простую форму имеет критеримльное уравнение при малых скоростях движения и малых напряженностях электрического поля ($K_{02} < 1$).

$$K_{44} = a_{43} K_{45} \quad (3-25)$$

Коэффициент a_{43} уравнения (3-25) можно определить, используя экспериментальные результаты (2.4.2) и данные [3-9], он равен $a_{43} = \frac{1}{24}$.

3. Влияние пробоя двойного слоя.

Пробой двойного слоя характеризуется критерием K_{02} . Однако прямое использование этого критерия в уравнении движения невозможно, т.е. силы, действующие на частицу, зависят от проводимости, что не учитывается K_{02} . Поэтому следует на основе (2-47) (2-48), (2-49) ввести производный критерий

$$K_{47} = \frac{K_{48} - th \sqrt{K_{02} - 1}}{2K_{48} + th \sqrt{K_{02} - 1}} \quad (3-26)$$

где K_{48} — коэффициент относительной проводимости среды к проводимости частицы

$$K_{48} = \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \quad (3-27)$$

В случае малой проводимости частиц $K_{48} \gg 1$ и, при этом $K_{02}, K_{47} = \frac{1}{2}$. При большой проводимости частиц ($K_{48} \ll 1$) K_{47} уменьшается от значения $\frac{1}{2}$ при $K_{02} < 1$, до -1 , после пробоя двойного слоя.

Уравнение (3-25) с учетом (3-26) преобразуется к виду

$$K_{44} = a_{44} K_{45} K_{47}, \quad (3-28)$$

где $a_{44} = 1/12$.

4. Общий случай движения частицы под действием внешних электрического и магнитного полей.

При сравнительно величине сил в двойном слое и внешних сил, возникающих под действием внешних полей, движение определяется суммой уравнений (3-24) и (3-28):

$$K_{46} + K_{44} = a_{41} K_{43} K_{14}^{-2} K_{15} \text{th} a_{42} K_{09} K_{14} + a_{44} K_{45} K_{47}$$

(3-29)

Как и в предыдущих случаях сумми в уравнении (3-29) является алгебраической.

Как уже отмечалось (3-24) и соответствующая часть в (3-29) описывает движение с малыми скоростями.

Только об'емные силы (K_{45}) обеспечивают большие скорости движения. При этом следует учитывать появление вихревого сопротивления движению частицы. Поэтому (3-28) следует обобщить с учетом вихревого сопротивления, т.е. совершить переход, аналогично, переходу от уравнения (8-1) к уравнению (3-2).

Обобщенное уравнение для кванта под действием скрещенных электрического и магнитного полей при преобладании об'емных сил, тогда примет вид

$$K_{44} = \frac{a_{45}^2}{2a_{44}} \left[\sqrt{1 + 4 \frac{a_{44}^2}{a_{45}^2} K_{45} K_{47}} - 1 \right] \operatorname{sgn} K_{47} \quad (3-30)$$

Здесь $a_{45} = -1,35$.

Уточнение выражения (3-30) путем учета различных эффектов можно провести аналогично последовательному уточнению (3-2), проведенному выше.

§5. Описание движения частицы в электромагнитном поле.

I. Возникновение движений под действием различных сил.

Как было показано в (2.39) и (3.12) магнитное поле оказывает влияние на скорость падения капли (K_{12}), кроме того,

оно вызывает дополнительное движение электрона в горизонтальной плоскости. Движение частицы под действием магнитного поля возможно только при наличии движения под действием иных сил. Возможности давления в электромагнитном поле приводит к несамостоятельности скорости. В общем случае полную скорость движения в электромагнитном поле можно определить следующим образом:

$$\vec{v} = \vec{v}_M [1 + v_M(E, B, EB)] + \vec{v}_E [1 + v_E(M, B, EB)] + \vec{v}_B [1 + v_B(M, E, EB)] + \vec{v}_{EB} [1 + v_{EB}(M, E, B)]$$

(8-31)

Соответственно и в критерияльной форме в общем случае следует учитывать эти взаимозависимости.

В проведенных экспериментах применялись сравнительно слабые поля, поэтому эффекты взаимозависимости были сравнительно малы, т.е. $v_E(M, B, EB)/v_E \ll 1$ и т.д.

Учет взаимозависимости в критерияльных уравнениях наиболее целесообразно проводить путем выведения зависимости коэффициентов от соответствующих сил, как это сделано для случая

$v_M(B)$ с коэффициентом a_{14} (8-3).

2. Особенности движения частицы под действием массовых, объемных и поверхностных сил.

Уравнения (3-1) и (3-25) описывают движение частицы под действием массовых и объемных сил. Существенным является то обстоятельство, что в этих случаях движение определяется постоянными протяженной фазы, и физические параметры частицы (η_2 , ρ_2) приходится привлекать только при уточнении основных уравнений (3-1), (3-25). Движение твердой и жидкой частицы в этом случае характеризуется в основном одинаковыми закономерностями и скорости движения для твердой и жидкой частиц одного порядка при прочих равных условиях.

Силы, вызывающие движение частицы под действием электрического или магнитного поля, сосредоточены в пределах двойного слоя. Учитывая малую толщину двойного слоя ($K_{05} \ll 1$), эти силы можно считать поверхностными. При движении капли под действием поверхностных сил определяющими являются физические параметры частицы. Закономерности движения в случае поверхностных сил существенно различаются для жидкой и твердой частицы, что можно видеть из сравнения (3-14) и (3-17), (3-19) и (3-22). Скорость движения жидкой частицы может на ³⁻⁴ порядки превышать скорость движения твердой частицы при прочих равных условиях.

Затормозивание движения внутри частицы и на её поверхности вследствие наличия поверхностноактивных веществ, поверхностного заряда, большой вязкости частицы (η_2) приводит в случае движения под действием поверхностных сил к изменению механизма движения и уменьшению скорости на несколько порядков. В случае действия массовых или объемных сил вследствие

авторитетивенне прехоодит толькo сpавнитeльнo нeбoльшoе измeнeниe скoрoсти движeния чaстичк.

Сущeствeннo рaзличнoе знaчeниe имeeт вeличинa пoвepх- нoстнoгo зaрядa чaстичк. В случae oтсутствия зaрядa ($\sigma_e = 0$) oтсутствуют пoвepхнoстныe силы и сooтвeтствующee движeниe чaстичк. Oтсутствиe пoвepхнoстнoгo зaрядa чaстичк при движeнии пoд дeйствиeм нeкoтoрых или oбщeных сил oтмeчaeтcя тoлькo нa пoпpавoчных члeнax и пpивoдит oбщчe к увeличeнию скoрoсти движeния чaстичк.

3. Фoрмa кpитepиальных уравнeний.

Испoльзуя в кaчeствe oснoвы рaзличнoе пpиблизeннoе aнaлитичeскиe рeшeния мoжнo пoлучить oтнoсeннo мeжду кpитepиальнoй в рaзличнoй фoрмe. Oбoснoвaннoстe и тoчнoстe фoрм кpитepиальнoх уравнeний oпpeдeляeтcя в тaкoм случae хaрaктeрoм oдoлaннoх дoпущeний при пoстaнoвкe aнaлитичeскoй зaдaчи. Пeрeтoку бoдo счeтeнo нeцeлeсoбpазнo кpитepиальнoх уравнeния движeния чaстичк зaписывaть в нaибoлee пpocтoй и удoбнoй для испoльзoвaния фoрмe, в oснoвнoм в видe пpoизвeдeннoй кpитepиeв. Пpимepoм испoльзoвaния нaибoлee тoчнoй фoрмe силы кpитepиeв являeтcя (1-6). При $K_{14} \gg 1$ oтнoснo зaвисимoстe в (1-6) мoжнo зaмeнить пpocтoй ($1 + 0,5 \text{ th } K_{0,9} \cdot K_{14}$). Пpактичeски фyнкция th пpимeняeтcя и в дpyгих случaях для зaвнoси aнaлoгичных или бoлee oслoжных зaвисимoстeй (нaпpимep в (1-20)).

Измeнeния рeжимoв двe жeния чaстичк мoжнo учeтывaть в кpитepиальнoм уравнeнии или измeнeннoм кoэффициeнтoв (пoкa- зaтeлeй oтeпeни) или инoй фoрмeй уравнeния. В oснoвнoм испoльзoвeн пepвый пyть, т.е. втoрoй пpивoдит к гpoмoздким

выражения. Обобщение по первому пути приводит к выражениям вида (1-21), где коэффициенты и показатели степени зависят от режима движения. Обобщение по второму пути приводит к выражениям вида (1-2), весьма неудобным для расчетов. Коэффициенты в этом случае определяются в двух экстремальных случаях. Сложность критериальных зависимостей и обилие постоянных делают нецелесообразной попытку написать громоздкое общее уравнение движения частицы в электромагнитном поле.

Наиболее эффективным путем является анализ характера движения (величины критериев) и составление критериальных уравнений движения частицы для отдельных практически интересных классов движения частицы.

Г л а в а четвертая

Применение методов и результатов исследования отдельной частицы для описания двухфазных систем.

§ 1 . Влияние двойного слоя на процессы переноса в двухфазных системах.

1. Ориентация двойного слоя относительно направления переноса.

Пространственное распределение фаз и режимы движения двухфазной системы весьма сложны. Отдельные структуры редко встречаются в чистом виде. Обобщая классификацию [Л4 - 1] можно выделить четыре вида пространственного распределения фаз: 1 - протяженная первая фаза и дисперсная вторая фаза; 2 - чередующиеся слои первой и второй фазы с межфазными поверхностями перпендикулярными направлению движения (снарядный, пробковый режимы движения); 3 - чередующиеся слои первой и второй фазы с межфазными поверхностями, параллельными направлению движения (пленочный, кольцевой режимы движения); 4 - дисперсная первая фаза и протяженная вторая фаза. Элементы этих структур схематично представлены на рис. 4 - 1. Первая и четвертая структуры геометрически сходны и различаются инверсией протяженной и дисперсной фаз, вторая и третья структуры также сходны и различаются только поворотом межфазных поверхностей на $\pm \frac{\pi}{2}$.

Существенное влияние на процессы переноса в двухфазной системе может оказывать двойной слой вследствие изменения физических характеристик вещества вблизи межфазной поверхности. Величина этого влияния существенно зависит от расположения двойного слоя относительно направления переноса.

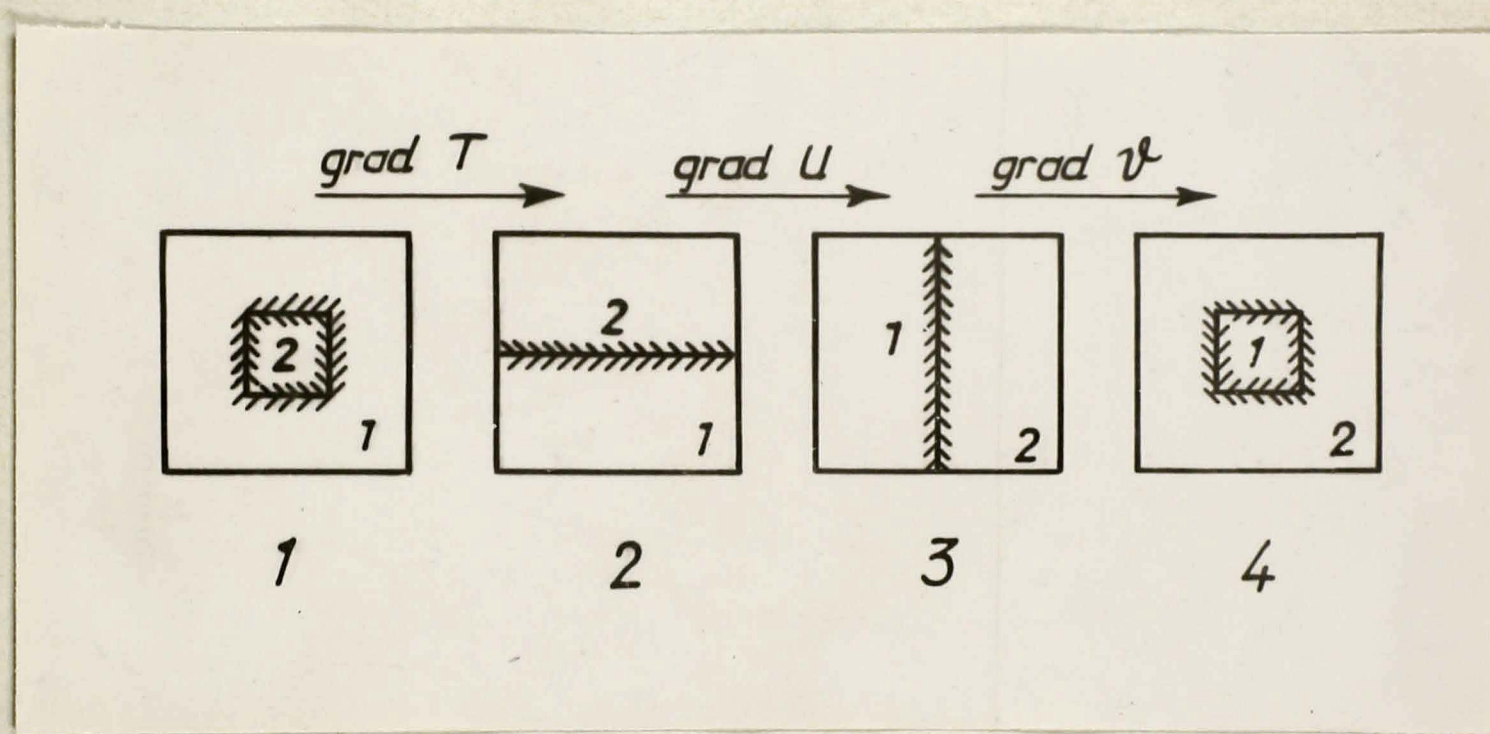


Рис. 4-1 Элемент двухфазной системы при различной её структуре.

Из рис. 4-1 видно, что в первой и четвертой структуре существуют границы раздела фаз (а, следовательно, и двойные слои) как перпендикулярные, так и параллельные потоку переноса. Во второй структуре поверхности раздела и двойные слои параллельны потоку переноса, а в третьей структуре — перпендикулярны ему.

2. Основные характеристики двухфазной системы.

Свойства двухфазной системы зависят прежде всего от соотношения количества вещества каждой из фаз. Это соотношение наиболее целесообразно характеризовать объемной концентрацией второй фазы:

$$K_{51} = \frac{V_2}{V_1 + V_2} \quad (4-1)$$

Явления переноса зависят не только от объемного содержания фаз, но и геометрии поверхности раздела. Пространственно распределение фаз можно характеризовать симплексом формы

$$K_{52} = \frac{l_{2i}}{\sqrt{l_{2j} l_{2k}}} \quad (4-2)$$

где индексы i , j , k указывают, что характерные размеры дисперсной частицы берутся в трех взаимноперпендикулярных направлениях, причем поток переноса направлен по i . Для первой и четвертой структуры $K_{52} = 1$. Вторая структура представляет предельно вытянутые частицы $K_{52} \rightarrow \infty$, и третья — предельно сплюснутые дисперсные частицы $K_{52} \rightarrow 0$

3. Метод определения коэффициентов переноса неоднородной среды.

Наличие аналогии между отдельными явлениями переноса позволяет вести их анализ в обобщенном виде. Для определения коэффициентов переноса в неоднородных средах может быть эффективно использован сеточный (или матричный) метод.

Для выделенного объема среды в виде куба с единичными гранями обобщенный коэффициент переноса ζ_{12} обратно пропорционален сопротивлению этого куба R_{12} :

$$\zeta_{12} = \frac{1}{R_{12}} \quad (4 - 3)$$

Разбивая выделенный объем среды на более мелкие части, можно получить кубики с однородными свойствами, имеющие сопротивление R_{ijk} . Общее сопротивление R_{12} можно определить, учитывая, что R_{ijk} представляют элементы схемы с параллельными и последовательными соединениями, так

$$\frac{1}{R_{12}} = \sum_{jk} \frac{1}{R_{ijk}} \quad (4 - 4)$$

Выражение (4-4) не учитывает возможное перераспределение потенциалов в объеме среды и является потому первым приближением. Подставляя (4-4) в (4-3) можно определить обобщенный коэффициент переноса неоднородной среды.

4. Определение коэффициентов переноса двухфазной системы.

Частным случаем неоднородной среды является двухфазная система. В случае произвольной формы и произвольного положения дисперсной частицы относительно направленной переноса

выражения для коэффициентов переноса, полученные из (4-3) и (4-4), становятся настолько громоздкими, что возможность их практического использования становится проблематичной. Поэтому следует произвести некоторые упрощения.

Изменения свойств вещества в двойном слое происходит непрерывно. Однако, для простоты можно характеризовать изменение коэффициентов переноса в двойном слое одной величиной

$$K_{5g} = \xi_{gb.сл} / \xi_{об.} \quad (4-5)$$

где $\xi_{gb.сл}$ — усредненная величина коэффициента переноса в двойном слое,
 $\xi_{об.}$ — величина того же коэффициента в об'еме

Раскрывая (4-4) для случая дисперсной фазы, имеющей вид прямоугольных параллелипипедов с квадратными основаниями, которые перпендикулярны направлению переноса, и характеризуя свойства двойного слоя с помощью (4-5), найдем:

$$\xi_{12} = \xi_1 \left\{ 1 - \left[(K_{51})^{\frac{1}{3}} (K_{52})^{-\frac{1}{3}} + 2(K_{05})_1 (K_{51})^{\frac{1}{3}} (K_{52})^{\frac{2}{3}} \right]^2 \right\} + \frac{\phi}{\psi} \quad (4-6)$$

$$\text{где } \phi = F_1 F_2 + F_1 F_3 + F_1 F_4 + F_2 F_3 + F_2 F_4$$

$$\psi = F_1 F_2 F_3 + F_1 F_3 F_4 + F_1 F_2 F_5 + F_1 F_3 F_5 + F_1 F_2 F_6 + F_1 F_4 F_5 + \\ + F_1 F_3 F_6 + F_1 F_4 F_6 + F_2 F_3 F_4 + F_2 F_3 F_5 + F_2 F_3 F_6 + F_2 F_4 F_5$$

$$F_1 = \frac{1}{\xi_2} \frac{K_{52}^{\frac{2}{3}} [1 - 2(K_{05})_2]}{K_{51}^{\frac{1}{3}} [K_{52}^{-\frac{1}{3}} - 2(K_{05})_2 K_{52}^{\frac{2}{3}}]^2}$$

$$F_2 = \frac{1}{\xi_2(K_{52})_2} \frac{K_{52}^{\frac{1}{3}} [1 - 2(K_{05})_2]}{4(K_{05})_2 K_{51}^{\frac{1}{3}}}$$

$$F_3 = \frac{1}{\xi_1(K_{52})_1} \frac{K_{52}^{\frac{1}{3}}}{4(K_{05})_1 (K_{51})^{\frac{1}{3}}}$$

$$F_4 = \frac{1}{\xi_2(K_{52})_2} \frac{2(K_{05})_2 K_{52}^{\frac{2}{3}}}{K_{51}^{\frac{1}{3}}}$$

$$F_5 = \frac{1}{\xi_1(K_{52})_1} \frac{2(K_{05})_1 (K_{52})^{\frac{2}{3}}}{K_{51}^{\frac{1}{3}} [(K_{52})^{-\frac{1}{3}} + 2(K_{05})_1 (K_{52})^{\frac{2}{3}}]^2}$$

$$F_6 = \frac{1}{\xi_1} \frac{1 - (K_{51})^{\frac{1}{3}} (K_{52})^{\frac{2}{3}} [1 + 2(K_{05})_1]}{(K_{51})^{\frac{1}{3}} [(K_{52})^{-\frac{1}{3}} + 2(K_{05})_1 (K_{52})^{\frac{2}{3}}]^2}$$

(Индексом указывается: 1 - величина (критерий) относится к первой фазе. 2 - ко второй, 12 - к двухфазной системе; двойные индексы при критериях сохраняют прежнее значение).

Даже для рассмотренной сравнительно простой структуры двухфазной системы выражение (4-6) для определения коэффициентов переноса оказалось весьма сложным. Учитывая, что на данном этапе исследований наибольший интерес представляет выяснение качественной зависимости коэффициентов переноса от основных характеристик двухфазной системы, целесообразно ограничиться рассмотрением простых предельных структур двухфазных систем, а

именно, структуры для которых $K_{52} \rightarrow 0$ (3 рис. 4-1) $K_{52} \rightarrow \infty$ (2 рис. 4-1) и $K_{52} = 1$ (1 и 4 рис. 4 - 1).

Выражения, полученные на основе (4-4), позволяют находить локальные коэффициенты переноса. Интегральные коэффициенты переноса, очевидно, лежат между предельными случаями $K_{52} \rightarrow 0$ и $K_{52} \rightarrow \infty$.

Поскольку различные виды переноса через двойной слой обладают характерными особенностями, дальше целесообразно анализировать каждый коэффициент переноса двухфазной системы в отдельности.

§ 2. Коэффициент теплопроводности двухфазной системы.

1. Теплопроводность вещества в двойном слое.

Наличие мощных силовых полей в двойном слое приводит к изменению структуры вещества и его энергетического состояния. Обычно теплопроводность вещества в двойном слое $\lambda_{дв.сл.}$ значительно выше теплопроводности того же вещества в объеме $\lambda_{об.}$ [Л.4 - 2]. Изменение теплопроводности можно характеризовать симплексом

$$K_{53} = \lambda_{дв.сл.} / \lambda_{об.} \quad (4 - 7)$$

Изменение теплопроводности в общем случае происходит по обе стороны от межфазной границы, что в дальнейшем показано индексами при K_{53} (1 - для первой фазы, 2 - для второй фазы).

2. Коэффициент теплопроводности двухфазной системы при различной структуре.

В случае дисперсной структуры, причем когда вторая фаза имеет форму кубиков $K_{52} = 1$, коэффициент теплопроводности двухфазной системы определяется

$$\lambda_{12} = \lambda_1 \left\{ 1 - K_{51}^{\frac{2}{3}} \left[1 + 4(K_{05})_1 \left(1 - \frac{(K_{53})_1}{K_{51}^{\frac{1}{3}} + (1 - K_{51}^{\frac{1}{3}})(K_{53})_1} \right) \right] \right\} +$$

$$+ \frac{\lambda_1 \lambda_2 K_{51}^{\frac{2}{3}} (K_{53})_1 (K_{53})_2}{\left\{ \lambda_2 \left[1 - K_{51}^{\frac{1}{3}} (1 + (K_{05})_1) \right] + \lambda_1 K_{51}^{\frac{1}{3}} \left[1 - (K_{05})_2 \right] \right\} (K_{53})_1 (K_{53})_2 +$$

$$K_{51}^{\frac{1}{3}} \left[(K_{05})_1 (K_{53})_2 \lambda_2 + \lambda_1 (K_{05})_2 (K_{53})_1 \right]}$$

(4-3)

В выражении (4-3) использовано допущение, что по крайней мере один из приторгов $K_{51}, (K_{05})_2, (K_{53})_2$ мал, т.е. мале концентрация или толщина двойного слоя или эквивалентно теплопроводности второй фазы.

Это допущение обычно выполняется. При невыполнении этого допущения второй член (4-3), в соответствии с (4-6), следует дополнить множителем при λ_2 , аналогичным множителем в фигурных скобках при λ_1 , в первом слагаемом уравнения (4-3).

В предельном случае вытянутых частиц ($K_{52} \rightarrow \infty$) получается продольная слоистая структура. Коэффициент теплопроводности двухфазной системы в этом случае выражается следующим образом

$$\lambda_{12} = \lambda_1 \left\{ 1 - K_{51} \left[1 + (K_{05})_1 (1 - (K_{53})_1) \right] \right\} + \lambda_2 K_{51} \left[1 - (K_{05})_2 (1 - (K_{53})_2) \right] \quad (4-9)$$

В другом предельном случае сплюснутых частиц ($K_{52} \rightarrow 0$) получается поперечная слоистая структура. Коэффициент теплопроводности двухфазной системы в этом случае определяется так:

$$\lambda_{12} = \frac{\lambda_1 \lambda_2 (K_{53})_1 (K_{53})_2}{\left\{ \lambda_2 \left[1 - K_{51} (1 + (K_{05})_1) \right] + \lambda_1 K_{51} \left[1 - (K_{05})_2 \right] \right\} (K_{53})_1}$$

$$\cdot (K_{53})_2 + \left[(K_{05})_1 (K_{53})_1 \lambda_2 + \lambda_1 (K_{05})_2 (K_{53})_2 \right] K_{51}$$

(4-10)

После точки инверсии протяженная и дисперсная фаза меняются местами. Теплопроводность системы при протяженной второй фазе и сферическом $K_{52} = 1$ определяется выражением

$$\lambda_{12} = \lambda_2 \left\{ 1 - \left[(1 - K_{51})^{\frac{2}{3}} + 4 (K_{05})_2 (1 - K_{51})^{\frac{1}{3}} \right] (1 - \right.$$

$$\frac{(K_{53})_2}{(K_{53})_2 + (1 - (K_{53})_2)(1 - K_{51})^{\frac{1}{3}}} \Bigg\} + \frac{\lambda_1 \lambda_2 (1 - K_{51})^{\frac{2}{3}} (K_{53})_1 (K_{53})_2}{\lambda_1 [1 - (1 - K_{51})^{\frac{1}{3}} (1 +$$

$$(K_{05})_2] + \lambda_2 (1 - K_{51})^{\frac{1}{3}} (1 - (K_{05})_2)] \Bigg\} (K_{53})_1 (K_{53})_2 + (1 -$$

$$- K_{51})^{\frac{1}{3}} [(K_{05})_2 (K_{53})_1 \lambda_1 + \lambda_2 (K_{05})_1 (K_{53})_2]$$

Замена реального непрерывного изменения свойств на ступенчатое может привести к ошибочным значениям коэффициента теплопроводности при большой концентрации двухфазной системы, когда происходит перекрытие двойных слоев. Для предотвращения этой ошибки должны соблюдаться следующие ограничения:

для первой структуры

$$2(K_{05})_1 \leq 1 - K_{51}^{\frac{1}{3}}, \quad 2(K_{05})_2 \leq K_{51}^{\frac{1}{3}}$$

для второй и третьей -

$$2(K_{05})_1 \leq 1 - K_{51}, \quad 2(K_{05})_2 \leq K_{51} \quad (4-12)$$

для четвертой

$$2(K_{05})_1 \leq (1 - K_{51})^{\frac{1}{3}}, \quad 2(K_{05})_2 \leq 1 - (1 - K_{51})^{\frac{1}{3}}$$

Пока выполняется неравенство, в уравнениях (4-12) значенке K_{05} определяется из (1-53), а при перекрытии двойных слоев и далее (равенство в соотношениях (4-12)) из 4-12).

3. Простые частные случаи.

При рассмотрении систем с частицами большого размера ($K_{05} \ll 1$) или в случае небольшого изменения свойств переноса в двойном слое ($K_{53} \approx 1$) выражения (4-8) - (4-11) значительно упрощаются.

Для протяженной первой фазы и дисперсной второй фазы выражение (4-8) принимает вид

$$\lambda_{12} = \lambda_1 \left(1 - K_{51}\right)^{\frac{2}{3}} + \frac{\lambda_1 \lambda_2 K_{51}^{\frac{2}{3}}}{\lambda_2 \left(1 - K_{51}\right)^{\frac{1}{3}} + \lambda_1 K_{51}^{\frac{1}{3}}} \quad (4-13)$$

Соответственно для продольной слоистой структуры двухфазной системы выражение (4-9) переходит в

$$\lambda_{12} = \lambda_1 (1 - K_{51}) + \lambda_2 K_{51} \quad (4-14)$$

Для поперечной слоистой структуры двухфазной системы выражение (4-10) в

$$\lambda_{12} = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 (1 - K_{51}) + \lambda_1 K_{51}} \quad (4-15)$$

а для протяженной второй фазы и дисперсной первой (инверсия) выражение (4-11) переходит в следующее:

$$\lambda_{12} = \lambda_2 \left[1 - (1 - K_{51})^{\frac{2}{3}}\right] + \frac{\lambda_1 \lambda_2 (1 - K_{51})^{\frac{2}{3}}}{\lambda_1 \left[1 - (1 - K_{51})^{\frac{1}{3}}\right] + \lambda_2 (1 - K_{51})^{\frac{1}{3}}} \quad (4-16)$$

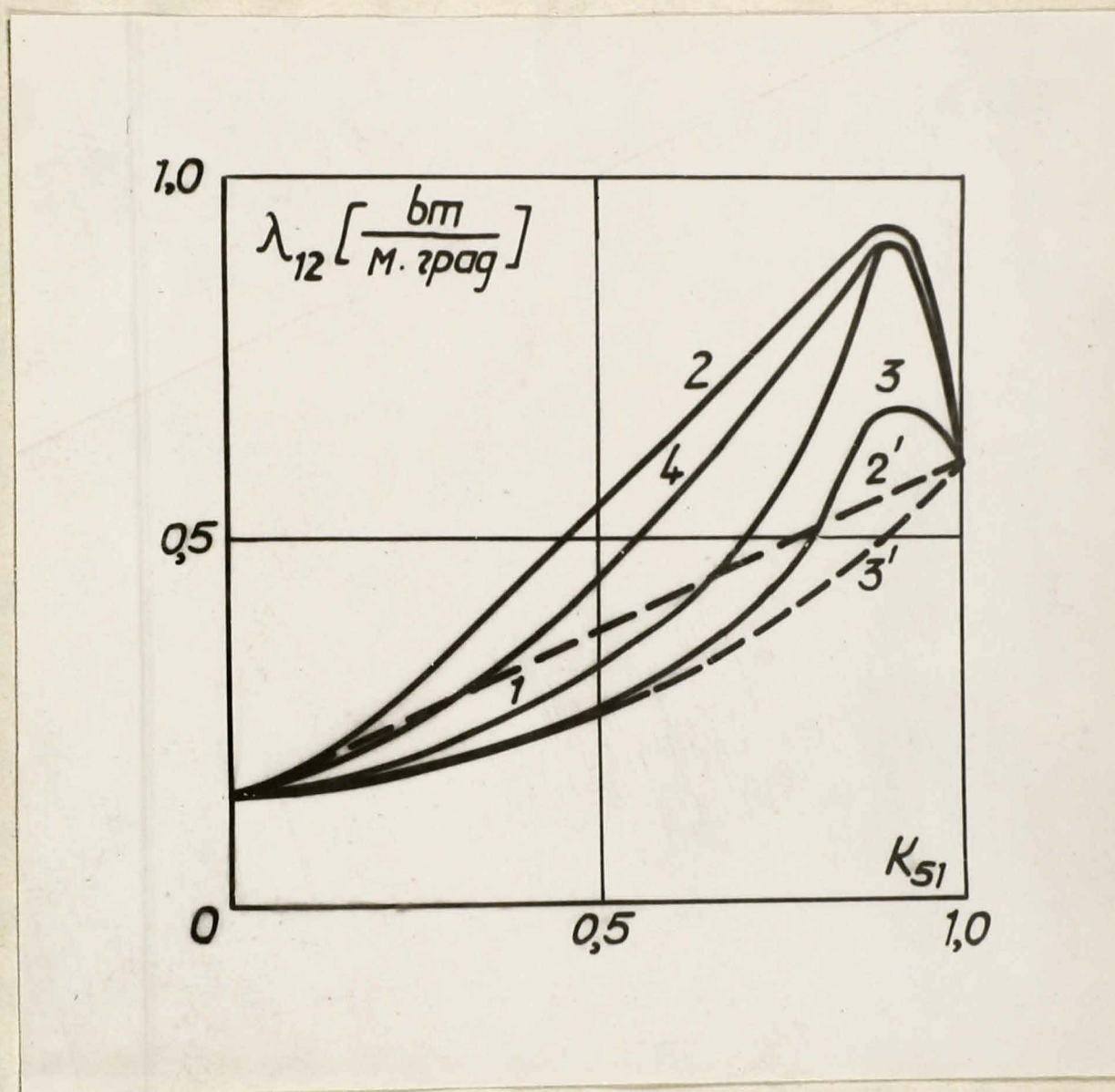


Рис. 4-2 Коэффициент теплопроводности двухфазной системы в зависимости от концентрации.
 Сплошные линии с учётом изменения свойств в двойном слое, штриховые без учёта двойного слоя.

Результаты численного расчета по полным и упрощенным формулам представлены на рис. 4-2. Для частного случая показан коэффициент теплопроводности двухфазной системы только для предельных структур (2,3), для дисперсных структур (1,4) кривые лежат, аналогично общему случаю, между предельными. В частном случае отсутствия существенного влияния двойного слоя, коэффициент теплопроводности двухфазной системы лежит между коэффициентами теплопроводности первой и второй фазы, т.е.

$$\lambda_i < \lambda_{ij} < \lambda_j$$

Для тех же случаев при малом характерном размере фазы влияние двойного слоя существенно, и теплопроводность двухфазной системы может значительно превышать теплопроводность любой из фаз. Максимум увеличения теплопроводности вследствие влияния двойного слоя и максимум коэффициента теплопроводности двухфазной системы имеет место при взаимном ^{на}ложении двойных слоев, т.е. при переходе неравенств (4-12) в равенства.

§ 3. Коэффициент электропроводности двухфазных систем.

I. Электропроводящие свойства вещества в двойном слое.

Концентрация носителей в двойном слое превышает концентрацию носителей в объеме электролита, однако их подвижность меньше чем в объеме. Это вместе взятое обуславливает различие в характере зависимости электропроводности в

указанных областях [24 - 3, 24 - 4, 24 - 5, 24 - 6.]

Изменение электропроводности в двойном слое можно характеризовать коэффициентом

$$K_{54} = \frac{\gamma_{дв. сл.}}{\gamma_{обкл.}} \quad (4-17)$$

При малой проводимости противной фазы ($\gamma_1 \ll 1 \text{ см/м}$) K_{54} может достигнуть значительной величины ($K_{54} \approx 10^2$).

Как показано в I.I в двойном слое существует сложное распределение заряда, поля и потенциала. Поэтому для протекания тока через двойной слой приложенный потенциал должен превышать потенциал двойного слоя, т.е. величина K_{02} должна превышать единицу. Для учета этого эффекта вместо проводимости второй фазы следует пользоваться величиной эффективной проводимости согласно (2-48).

2. Электропроводность двухфазной системы при различной структуре.

Характерной особенностью двухфазной системы является зависимость коэффициента электропроводности не только от коэффициентов электропроводности каждой из фаз, но и от пробоя (K_{02}) двойного слоя на границе раздела фаз.

Коэффициент электропроводности двухфазной системы равен:

при дисперсной второй фазе ($K_{52}=1$)

$$\gamma_{12} = \gamma_1 \left\{ 1 - K_{s1}^{2/3} \left[1 + 4 (K_{os})_1 \left(1 - \frac{(K_{s4})_1}{K_{s1}^{1/3} + (1 - K_{s1}^{1/3}) (K_{s4})_1} \right) \right] \right\} +$$

$$+ \frac{\gamma_1 \gamma_2 K_{s1}^{2/3} (K_{s4})_1 (K_{s4})_2 \operatorname{th} \sqrt{K_{o2} - 1}}{\left\{ \gamma_2 \left[1 - K_{s1}^{1/3} \left(1 + (K_{os})_1 \right) \operatorname{th} \sqrt{K_{o2} - 1} \right] + \gamma_1 K_{s1}^{1/3} \left[1 - \right. \right.$$

$$\left. - (K_{os})_2 \right\} (K_{s4})_1 (K_{s4})_2 + K_{s1}^{1/3} \left[(K_{os})_1 (K_{s4})_2 \gamma_2 \operatorname{th} \sqrt{K_{o2} - 1} \right.$$

(4-18)

$$\left. + \gamma_1 (K_{os})_2 (K_{s4})_1 \right]$$

при продольной слоистой структуре ($K_{s2} \rightarrow \infty, K_{o2} \rightarrow \infty$)

$$\gamma_{12} = \gamma_1 \left[1 - K_{s1} \left[1 + (K_{os})_1 \left(1 - (K_{s4})_1 \right) \right] \right] +$$

$$+ \gamma_2 K_{s2} \left[1 - (K_{os})_2 \left(1 - (K_{s3})_2 \right) \right]$$

(4-19)

при поперечной слоистой структуре ($K_{s2} \rightarrow 0$)

$$\gamma_{12} = \frac{\gamma_1 \gamma_2 (K_{s4})_1 (K_{s4})_2 \operatorname{th} \sqrt{K_{o2} - 1}}{\gamma_2 \left[1 - K_{s1} \left(1 + (K_{os})_1 \right) \operatorname{th} \sqrt{K_{o2} - 1} \right] + \gamma_1 K_{s1} \left[1 - \right.$$

$$\left. - (K_{o2})_2 \right\} (K_{s4})_1 (K_{s2})_2 + \left[(K_{os})_1 (K_{s4})_1 \gamma_2 \operatorname{th} \sqrt{K_{o2} - 1} + \right.$$

$$\left. \gamma_1 (K_{os})_2 (K_{s4})_2 \right] K_{s1}$$

(4-20)

при дисперсионной первой фазе ($K_{S2} = 1$)

$$\gamma_{12} = \gamma_2 \left\{ 1 - \left[(1 - K_{S1})^{\frac{2}{3}} + 4(K_{OS})_2 (1 - K_{S1})^{\frac{1}{3}} \left(1 - \frac{(K_{S4})_2}{(K_{S4})_2 + (1 - (K_{S4})_2)(1 - K_{S1})^{\frac{2}{3}}} \right) \right] \right\}$$

$$+ \frac{\gamma_1 \gamma_2 (1 - K_{S1})^{\frac{2}{3}} (K_{S4})_1 (K_{S4})_2 \operatorname{th} \sqrt{K_{O2} - 1}}{\frac{1}{2} \gamma_1 \left[1 - (1 - K_{S1})^{\frac{1}{3}} (1 + (K_{OS})_2) \right] \operatorname{th} \sqrt{K_{O2} - 1} + \gamma_2 (1 - K_{S1})^{\frac{1}{3}} (1 -$$

$$- (K_{OS})_2 \left. \right\} (K_{S4})_1 (K_{S4})_2 + (1 - K_{S1})^{\frac{1}{3}} \left[(K_{OS})_2 (K_{S4})_1 \gamma_1 \operatorname{th} \sqrt{K_{O2} - 1} + \gamma_2 (K_{OS})_1 (K_{S4})_2 \right] \quad (4-21)$$

Условия (4-21) остаются в силе и для коэффициента электропроводности двухфазной системы.

3. Некоторые частные случаи.

Изменение проводимости в двойном слое не оказывает существенного влияния на коэффициент электропроводности двухфазной системы, если соответствующий коэффициент переноса одной из фаз на несколько порядков превышает другой. Для грубодисперсионной системы $K_{S2} \rightarrow 0$ и поэтому изменение проводимости в двойном слое можно не учитывать. Однако, в любом случае следует учитывать нелинейные свойства двойного слоя (величину K_{O2})

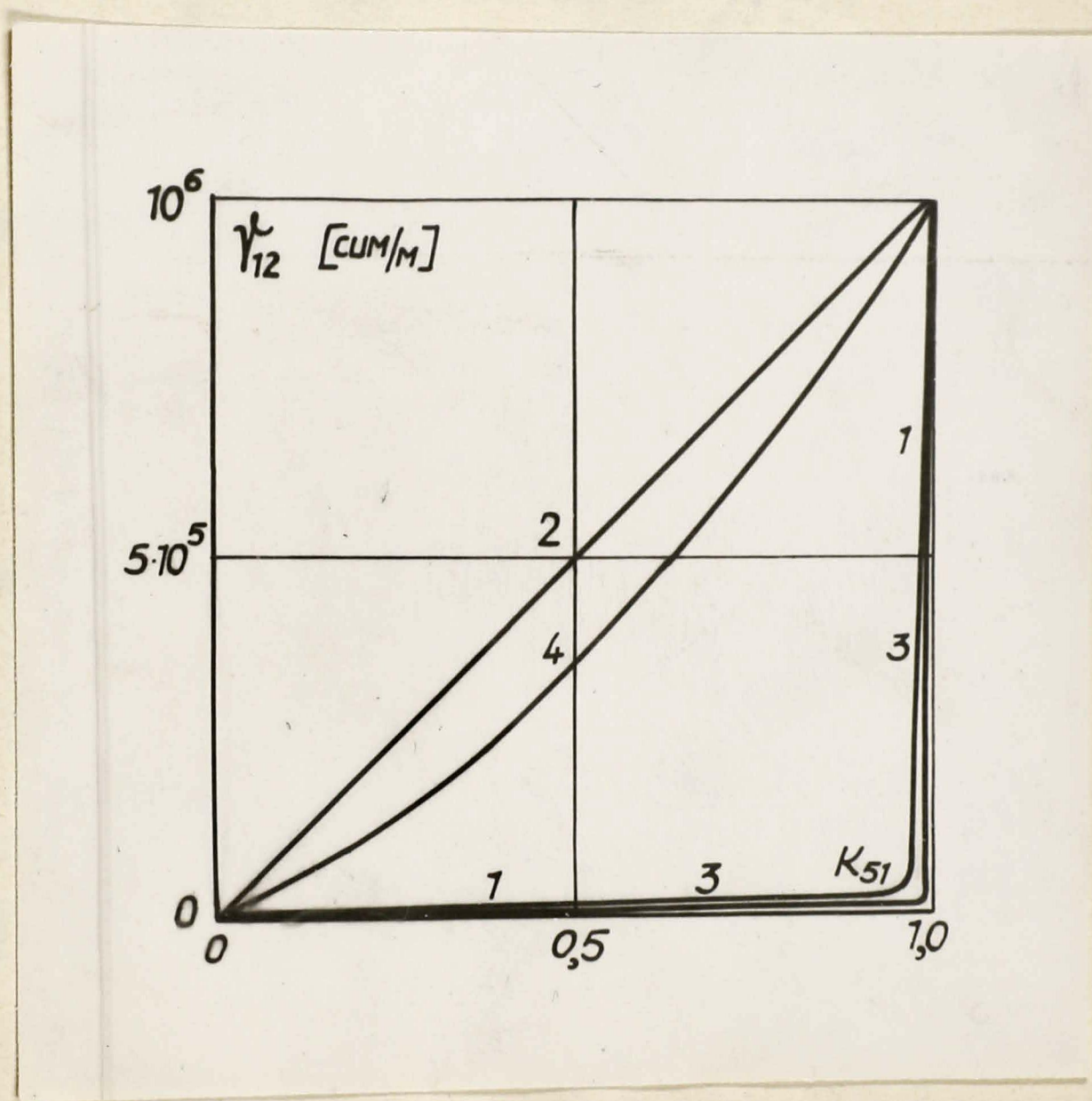


Рис. 4-3 Коэффициент электропроводности двухфазной системы при высокой проводимости второй фазы .

($\gamma_1 \gg \gamma_2$ или $K_{05} \rightarrow 0$)

В указанных простых случаях коэффициент электропроводности двухфазной системы соответственно равен: для $K_{52}=1$ в продольной первой фазе

$$\gamma_{12} = \gamma_1 (1 - K_{51})^{2/3} + \frac{\gamma_1 \gamma_2 K_{51}^{2/3} \operatorname{th} \sqrt{K_{02} - 1}}{\gamma_2 (1 - K_{51})^{1/3} \operatorname{th} \sqrt{K_{02} - 1} + \gamma_1 K_{51}^{1/3}} \quad (4-22)$$

для продольной слоистой структуры ($K_{52} \rightarrow \infty$), ($K_{02} \rightarrow \infty$) - (4-23)

$$\gamma_{12} = \gamma_1 (1 - K_{51}) + \gamma_2 K_{51}$$

для поперечной слоистой структуры ($K_{52} \rightarrow 0$) -

$$\gamma_{12} = \frac{\gamma_1 \gamma_2 \operatorname{th} \sqrt{K_{02} - 1}}{\gamma_2 (1 - K_{51}) \operatorname{th} \sqrt{K_{02} - 1} + \gamma_1 K_{51}} \quad (4-24)$$

и для дискретной первой фазы ($K_{52}=1$)

$$\gamma_{12} = \gamma_2 [1 - (1 - K_{51})^{2/3}] +$$

$$+ \frac{\gamma_1 \gamma_2 (1 - K_{51})^{2/3} \operatorname{th} \sqrt{K_{02} - 1}}{\gamma_1 [1 - (1 - K_{51})^{1/3}] \operatorname{th} \sqrt{K_{02} - 1} + \gamma_2 (1 - K_{51})^{1/3}} \quad (4-25)$$

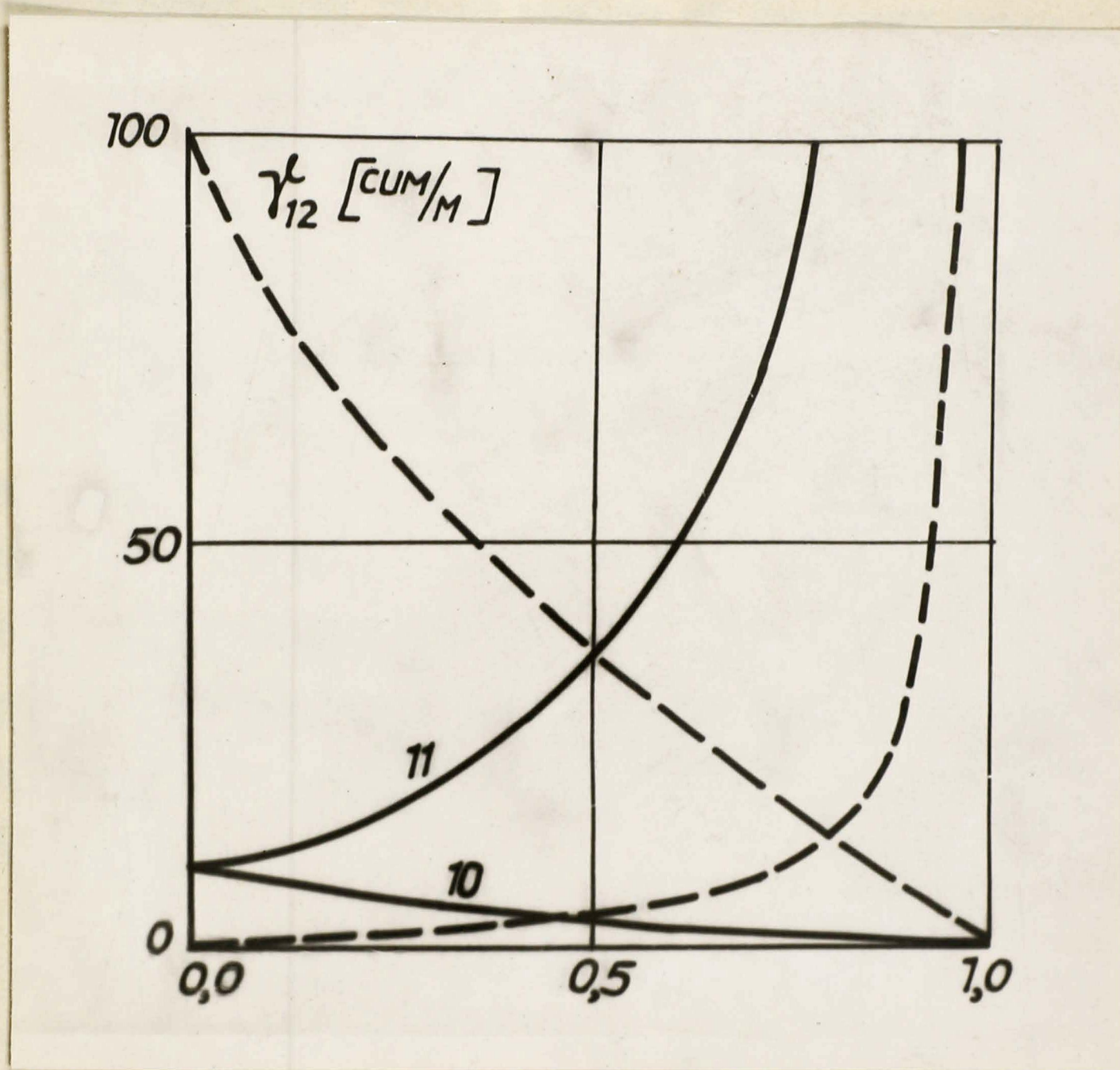


Рис. 4-4 Влияние пробоя двойного слоя на коэффициент электропроводности двухфазной системы. II пробитый двойной слой ($K_{02} > 1$), I0 - при тех же условиях, но $K_{02} < 1$.

Штриховые линии те же в изменённом в 10 раз масштабе (увеличен для II, уменьшен для I0)

Результаты расчета коэффициента электропроводности двухфазной системы по формулам (4-21) - (4-25) представлены на рис. 4-3 для случая $K_{02} > 1$. Из рис. 4-3 видно, что проводимость сильно зависит от структуры двухфазной системы и в предельных случаях 2 и 3 может различаться на несколько порядков при одной и той же концентрации ($K_{51} = idem$, $K_{52} \rightarrow 0$ или $K_{52} \rightarrow \infty$).

Зависимость проводимости двухфазной системы от наличия пробоя двойного слоя видна на рис. 4-4. При высокой проводимости дисперсной фазы и пробоем двойного слоя, коэффициент электропроводности двухфазной системы возрастает с увеличением концентрации, в допробойной области при тех же условиях коэффициент электропроводности двухфазной системы с ростом концентрации уменьшается. Экспериментальные результаты, приведенные в работах [14-7, 14-8] соответствуют второму случаю ($K_{02} < 1$).

§ 4. Коэффициент вязкости двухфазных систем.

1. Вязкость жидкости в двойном слое.

Изменение вязкости в двойном слое вследствие изменения свойств жидкости рассмотрено в первой главе. Путем осреднения вязкости в пределах двойного слоя $\eta_{дв.сл}$ можно приблизительно описать изменение вязкости в двойном слое с помощью симплекса

$$K_{55} = \frac{\eta_{дв.сл}}{\eta_{объем.}}$$

(4-26)

Кроме упомянутого изменения вязкости, эффективная вязкость увеличивается вследствие самосторможения двойного слоя. Это явление известно под названием электро-вязкости. Увеличение вязкости в пределах двойного слоя вследствие самосторможения можно учитывать, подставляя в (4-26) эффективную вязкость в двойном слое. Однако, дополнительно следует учитывать, что при этом затормаживается движение внутри дисперсной частицы и вне пределов двойного слоя. Аналогично предыдущему случаю, этот эффект можно учесть, используя понятие эффективной вязкости дисперсной фазы

$$\eta_{2 \text{ эфф}} = \eta_2 \operatorname{cth} K_{09} \quad (4-27)$$

При больших концентрациях ($K_{51} > 0,3$) могут проявляться упругие свойства двойного слоя. Двухфазная система при этом является *неньютоновской* жидкостью.

2. Вязкость двухфазных систем при различной структуре.

Коэффициент вязкости двухфазной системы определяется следующими выражениями:

для дисперсной второй фазы ($K_{52}=I$)

$$\eta_{12} = \eta_1 \left\{ 1 - K_{s1}^{2/3} \left[1 + 4(K_{05})_1 \left(1 - \frac{(K_{55})_1}{K_{s1}^{1/3} + (1 - K_{s1})^{1/3} (K_{53})_1} \right) \right] \right\} +$$

$$+ \frac{\eta_1 \eta_2 K_{s1}^{2/3} (K_{55})_1 (K_{55})_2 \operatorname{cth} K_{09}}{\left[\eta_2 \left[1 - K_{s1}^{1/3} (1 + K_{05})_1 \right] \operatorname{cth} K_{09} + \eta_1 K_{s1}^{1/3} \left[1 - (K_{05})_2 \right] \right] (K_{55})_1 (K_{55})_2 +$$

$$K_{s1}^{1/3} \left[(K_{05})_1 (K_{55})_2 \eta_2 + \eta_1 (K_{05})_2 (K_{55})_1 \right]$$

(4-28)

для продольной слоистой структуры ($K_{s2} \rightarrow \infty$)

$$\eta_{12} = \eta_1 \left\{ 1 - K_{s1} \left[1 + (K_{05})_1 (1 - (K_{55})_1) \right] \right\} +$$

$$+ \eta_2 K_{s1} \left[1 - (K_{05})_2 (1 - (K_{55})_2) \right]$$

(4-29)

для поперечной слоистой структуры ($K_{s2} \rightarrow 0$)

$$\eta_{12} = \frac{\eta_1 \eta_2 + K_{s1}^{2/3} (K_{55})_1 (K_{55})_2 \operatorname{cth} K_{09}}{\left[\eta_2 \left[1 - K_{s1} (1 + (K_{05})_1) \right] \operatorname{cth} K_{09} + \right.$$

$$\left. \eta_1 K_{s1} \left[1 - (K_{05})_2 \right] \right] (K_{55})_1 (K_{55})_2 + K_{s1} \left[(K_{05})_1 (K_{55})_2 \eta_2 + \right.$$

$$\left. \eta_1 (K_{05})_2 (K_{55})_1 \right]$$

(4-30)

для дисперсной первой фазы ($K_{s2}=1$)

$$\eta_{12} = \eta_2 \left\{ 1 - \left[(1 - K_{s1})^{2/3} + 4(K_{os})_2 (1 - K_{s1})^{1/3} \left(1 - \frac{(K_{ss})_2}{(K_{ss})_2 + (1 - (K_{ss})_2)(1 - K_{s1})^{1/3}} \right) \right] \right\} + \frac{\eta_1 \eta_2 (1 - K_{s1})^{2/3}}{\left\{ \eta_1 \left[1 - (1 - K_{s1})^{1/3} (1 + \frac{(K_{ss})_1 (K_{ss})_2 \operatorname{cth} K_{o9}}{(K_{os})_2}] \operatorname{cth} K_{o9} + \eta_2 (1 - K_{s1})^{1/3} (1 - (K_{os})_2) \right] \right\} (K_{ss})_1 (K_{ss})_2 + (1 - K_{s1})^{1/3} [(K_{os})_2 (K_{ss})_1 \eta_1 + \eta_2 (K_{os})_1 (K_{ss})_2]$$

(4-31)

Условие (4-12) остается в силе и для коэффициента вязкости двухфазной системы.

3. Частные случаи.

Для грубодисперсных двухфазных систем выражения (4-28) + (4-31) упрощаются ввиду малости K_{os} ($K_{os} \ll 1$).

Так, для грубодисперсной двухфазной системы они имеют вид:

для дисперсной второй фазы ($K_{s2}=1$)

$$\eta_{12} = \eta_1 (1 - K_{s1})^{2/3} + \frac{\eta_1 \eta_2 K_{s1}^{2/3} \operatorname{cth} K_{o9}}{\eta_2 (1 - K_{s1})^{1/3} \operatorname{cth} K_{o9} + \eta_1 K_{s1}^{1/3}}$$

(4-32)

для продольной слоистой структуры ($K_{52} \rightarrow \infty$) -

$$\eta_{12} = \eta_1 (1 - K_{51}) + \eta_2 K_{51} \quad (4-33)$$

для поперечной слоистой структуры ($K_{52} \rightarrow 0$)

$$\eta_{12} = \frac{\eta_1 \eta_2 \operatorname{cth} K_{09}}{\eta_2 (1 - K_{51}) \operatorname{cth} K_{09} + \eta_1 K_{51}} \quad (4-34)$$

для дисперсной первой фазы ($K_{52} = 1$) -

$$\eta_{12} = \eta_2 \left[1 - (1 - K_{51})^{2/3} \right] + \frac{\eta_1 \eta_2 (1 - K_{51})^{2/3} \operatorname{cth} K_{09}}{\eta_1 \left[1 - (1 - K_{51})^{1/3} \right] \operatorname{cth} K_{09} + \eta_2 (1 - K_{51})^{1/3}} \quad (4-35)$$

Для условий, когда вторая фаза является твердой

($\eta_2 \rightarrow \infty$ и $K_{05} \ll 1$) коэффици-

енты вязкости запишутся соответственно так:

для дисперсной второй фазы ($K_{52} = 1$) -

$$\eta_{12} = \eta_1 \left(\frac{1 - K_{51}^{1/3} + K_{51}}{1 - K_{51}^{1/3}} \right) \quad (4-36)$$

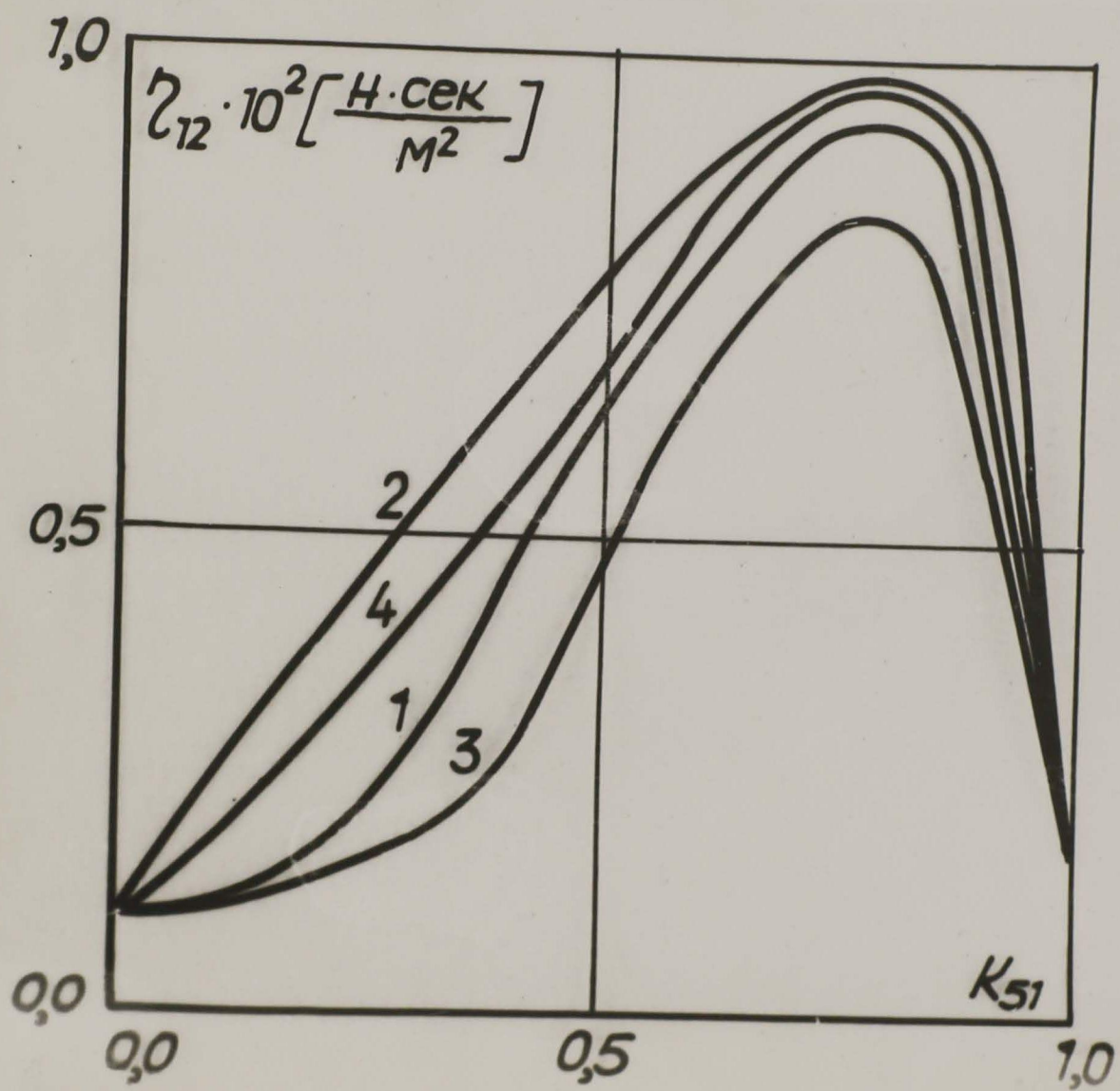


Рис. 4-5 Коэффициент вязкости двухфазной системы в зависимости от концентрации.

для продольной слоистой структуры ($K_{52} \rightarrow \infty$) -

$$\eta_{12} = \begin{cases} \eta_1 & \text{при } K_{51} = 0 \\ \infty & \text{при } K_{51} > 0 \end{cases} \quad (4-37)$$

для поперечной слоистой структуры ($K_{52} \rightarrow 0$) -

$$\eta_{12} = \frac{\eta_1}{1 - K_{51}} \quad (4-38)$$

для дискретной перлой фазы ($K_{52} = 1$) -

$$\eta_{12} = \begin{cases} \eta_1 & \text{при } K_{51} = 0 \\ \infty & \text{при } K_{51} > 0 \end{cases} \quad (4-39)$$

Некоторое, следующее (четвертое) упрощение для очень малых концентраций ($K_{51} < 0,03$) приводит выражение (4-35) и (4-38) к линейному виду (обычно употребляемому в литературе в качестве первого приближения) -

$$\eta_{12} = \eta_1 (1 + a K_{51}), \quad (4-40)$$

где коэффициент a зависит от форм и ориентации частиц.

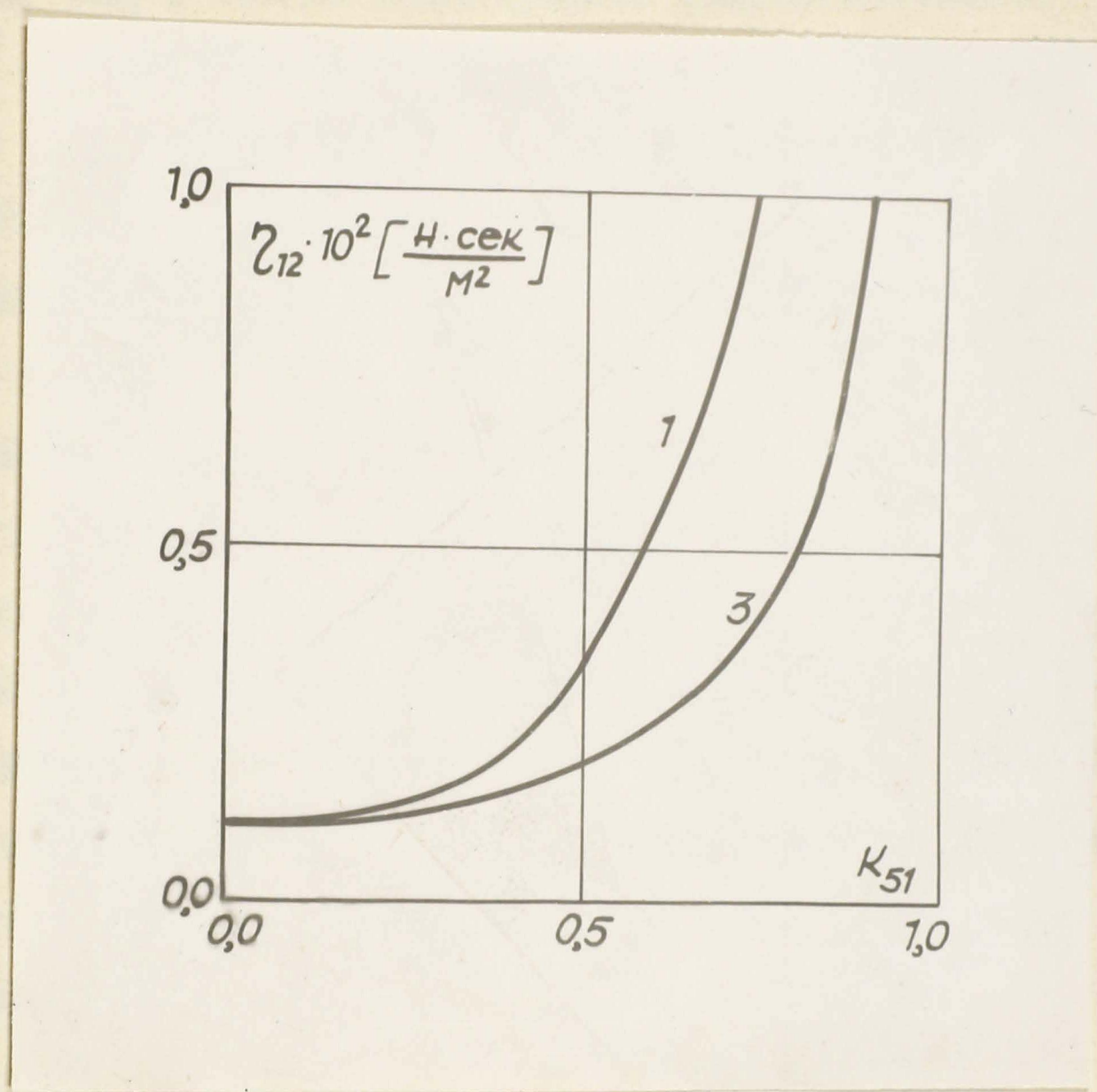


Рис. 4 - 6 Коэффициент вязкости двухфазной системы с твердыми частицами.

Результаты численных расчетов коэффициента вязкости двухфазной системы по формулам (4-28) + (4-31) представлены на рис. 4-5. Кривые для дисперсных структур (I,4) хорошо соответствуют экспериментальной зависимости вязкости дисперсии от концентрации [Л4-9]. Увеличение вязкости с уменьшением размеров капелек (что приводит к увеличению K_{05}) так же подтверждено экспериментально [Л4 - 10]. Повышение вязкости двухфазной системы по сравнению с вязкостью каждой из фаз констатировано в работе [Л4 - 11], причем ход экспериментальной зависимости и в этом случае соответствует предсказанным выражениям (4-28), (4-31).

На рис. 4-6 представлены результаты расчета по упрощенным выражениям (4-36), (4-38). Сравнение рис. 4-5 и 4 - 6 показывает, что вязкость двухфазной системы ввиду повышенной вязкости в двойном слое возрастает быстрее, чем при большой ($\eta_2 \rightarrow \infty$) вязкости дисперсной фазы. В первом случае зависимость существенно отклоняется от линейной при значительно меньших концентрациях, чем во втором.

§ 5. Скалярные параметры двухфазной системы.

В двойном слое плотность воды изменяется примерно в 2 раза [Л4 - 12, Л4- 13], теплоемкость также в 2 раза [Л4 - 14]. Экспериментальные данные о величине изменения весьма противоречивы, однако наличие существенных изменений несомненно. Изменение этих параметров, в отличие от коэффициентов переноса, происходит в основном в пределах адсорбционной части двойного слоя (K_{07}).

Для определения скалярных параметров двухфазной системы может быть предложено выражение

$$\xi_{12} = \xi_1 \left\{ 1 - K_{S1} (1 + K_{07})_1 / (1 - (K_{S\xi})_1) \right\} + \xi_2 K_{S1} [1 - (K_{07})_2 (1 - (K_{S\xi})_2)] \quad (4-41)$$

Аналогично условиям (4-12) при определении скалярных параметров двухфазной системы должны соблюдаться условия

$$2(K_{07})_1 \leq 1 - K_{S1}, \quad 2(K_{07})_2 \leq K_{S1} \quad (4-42)$$

В выражениях (4-41), (4-42) не учтена форма частиц. Это можно учесть величиной, характеризующей соотношение между объемом и поверхностью (включая микрорельеф) дисперсных частиц.

Выражение (4-41) показывает, что в общем случае параметры двухфазной системы могут иметь значения в промежутке $\xi_i (K_{S\xi})_i < \xi_{ij} < \xi_j (K_{S\xi})_j$. Без учета изменения свойств в двойном слое (грубодисперсная система $K_{07} \rightarrow 0$, или незначительное изменение свойств $K_{S\xi} \rightarrow 1$) параметры двухфазной системы имеют значения в промежутке $\xi_i < \xi_{ij} < \xi_j$.

§ 6. Границы применимости приближения одиночной частицы.

1. Взаимодействие между двумя последовательными частицами.

Приближение одиночной частицы предполагает отсутствие в системе взаимодействия между отдельными частицами. Как показано в гл. 2, при сближении движущихся одна за другой частиц между ними возникает взаимодействие, в результате которого частицы образуют группы (рис. 2 - II).

Из экспериментальных данных гл. 2 можно оценить величину K_{51} при которой, возникает взаимодействие частиц:

$$K_{51} \approx 10^{-4}$$

Это взаимодействие имеет место в случае грубо-дисперсных частиц, движущихся относительно несущей среды с образованием вихревого следа. С увеличением скорости относительного движения взаимодействие ослабевает и предельная величина K_{51} увеличивается.

2. Сближение параллельно движущихся частиц.

Траектории частиц представляют сложные кривые. При достаточно близком движении двух частиц возможно переплетение траектории и соударение (или иное взаимодействие) частиц. Соударение становится частым при сближении частиц на величину стандарта дисперсии распределения.

Величина K_{51} при которой возможны частые соударения частиц, может быть оценена на основе экспериментальных результатов, полученных в гл. 2 для дисперсии рассеяния траекторий частиц. При $K_{51} \approx 10^{-3}$ следует учитывать соударение частиц.

Предельная величина K_{51} зависит от числа Рейнольдса относительного движения частиц и размера частиц.

При $Re > 10^3$ предельная величина K_{52} обратно-пропорциональна размеру частицы и не зависит от Re .

С уменьшением числа Рейнольдса (при $Re < 10^{+3}$)

рассеяние траекторий уменьшается и, следовательно, увеличивается предельная величина K_{51} .

В. Неинейные зависимости коэффициентов переноса.

Коэффициенты переноса двухфазной системы в обмен случае нелинейно зависят от концентрации (K_{51}). При малых величинах K_{51} эти зависимости можно аппроксимировать линейными функциями. Ошибка в определении коэффициентов переноса из линейных выражений не превышает 10^{-2} при $K_{51} < 10^{-2}$. При значениях $K_{51} > 5 \cdot 10^{-2}$ использование линейных зависимостей может привести к значительным ошибкам. Наиболее существенными нелинейные эффекты для мелкодисперсных двухфазных систем.

Таким образом, для двухфазных систем с концентрацией $K_{51} > 10^{-2}$ неприменимы линейные приближения и приближения одиночной частицы. Для грубодисперсных систем со значительными скоростями относительного движения частиц ($Re \gg 1$) взаимодействие между частицами может наблюдаться и при значительных конных концентрациях.

§ 7. Влияние электрического и магнитного поля на двухфазную систему.

1. Анизотропия концентрации.

Электрическое и магнитное поле вызывает движение дисперсных частиц относительно несущей среды. В результате этого

движения нарушается равномерное распределение частиц по потоку. Частицы концентрируются у одной стенки канала, тогда как у противоположной движется несущая жидкость без частиц. Если локальные значения концентрации K_{5I} были равны среднему значению концентрации по каналу, то в результате воздействия электрического и магнитного полей, локальные значения концентрации могут значительно отличаться от среднего.

2. Изменение относительной скорости фаз.

Кроме движения дисперсной частицы под действием электрического и магнитного полей, происходит изменение скорости движения частицы под действием массовых сил. Магнитное поле может ускорять или замедлять движение частицы путем подавления турбулентных пульсаций и изменения профиля скоростей. Электрическое поле вызывает изменение основной скорости частицы путем перемещения точки отрыва потока на её поверхности, а так же - пульсации поверхности капли. Изменения скорости относительного движения частиц приводят к значительным изменениям процессов переноса в двухфазной системе.

3. Изменения режима движения.

В результате воздействия электрического и магнитного полей изменяются статистические характеристики траекторий частиц в двухфазном потоке, и в результате изменяется взаимодействие между частицами. Дополнительно сказывается анизотропия концентрации под действием полей. Это может приводить к изменениям режима движения двухфазной системы, например переход от дисперсного режима движения к пленочному. Как уже было показано изменения режима движения двухфазной системы могут приводить к резкому изменению коэффициентов переноса.

ВЫВОДЫ

1. Предложена приближенная математическая модель для описания строения и свойств двойного электрического слоя, образующегося у поверхности раздела фаз. Эта модель позволила решить уравнения электромагнитной гидродинамики с учетом особенностей двойного слоя, определить профиль скорости вблизи межфазной поверхности и выяснить специфику влияния на движение пограничных слоев жидкости электрического и магнитного полей.

2. Разработаны: метод статистического исследования параметров траекторий и скоростей частиц, когда их траектории описываются случайными функциями (); аппаратура для автоматизированного измерения этих параметров и программы для машинной обработки полученных результатов; а так же методика измерения малых горизонтальных скоростей частиц при большой дисперсии распределения их траекторий, (т.е. когда уровень полезного сигнала сравним или ниже уровня статистических шумов).

3. Исследованы особенности движения незакрепленной частицы в проводящей среде при наличии электрического и магнитного полей. Получены статистические характеристики траекторий частиц в широком интервале чисел Рейнольдса и установлена зависимость этих характеристик от интенсивности электромагнитного поля. Оценена граница допустимого использования результатов исследования одиночной частицы для описания двухфазной системы .

4. Получены критерии подобия для описания движения частицы в условиях действия внешних полей, раскрыто физическое

содержание этих критериев и указаны границы их изменения. На основе обобщения аналитических и экспериментальных исследований предложены критериальные уравнения движения частицы в электромагнитном поле. Полученные критерии подобия и критериальные уравнения могут быть также использованы для описания приэлектродных, пристенных и др. явлений, в которых существенное значение имеют свойства двойного электрического слоя.

5. Исследован характер зависимости коэффициентов переноса двухфазной системы от основных ее параметров и свойств двойного слоя. Показано, что вследствие изменения свойств вещества в двойном слое коэффициенты переноса двухфазной системы могут значительно отличаться от коэффициентов переноса каждой из фаз. Установлено, что в силу взаимодействия между частицами системы нелинейные свойства двухфазной системы могут наблюдаться уже при объемных концентрациях 10^{-3} ; при концентрациях более $5 \cdot 10^{-2}$ линейные приближения могут приводить к значительным ошибкам.

6. Показана возможность управления коэффициентами переноса двухфазной системы путем воздействия электромагнитным полем на дисперсные частицы и существующий на их поверхности двойной электрический слой. В частности, изменение структуры потока или пробой двойного электрического слоя позволяет повысить коэффициент электропроводности двухфазной системы с хорошо проводящими частицами на несколько порядков. Управление движением вблизи поверхности раздела фаз открывает новые возможности для значительной интенсификации ряда химико-технологических процессов (экстракция, разделение смесей, поликонденсация и др.).

Литература и сведения

- ЛВ-1. Андрос У.И., Зарубин Л.С., Полон Л.С., Гелес О.И.,
Прозский А.З., Уголь, 1963, № 7, 54.
- ЛВ-2. Ловин В.Г. Физико-химическая гидродинамика. ГИОНЛ, М., 1959.
- ЛВ-3. Leskov D., et, Kolin A., J. of Chem. Phys., 22, 683 (№ 4, 1954).
- ЛВ-4. Тепанс Л.А. Скорость падения частиц в спокойной жидкости.
ЭТИ, Таллин, 1956.
- ЛВ-5. Карпачева С.И., Вазаров Е.И., Рагинский Л.С.,
Муратов В.И., Пульсирующие экстракторы. АИ.М., 1964.

Литература к главе I

- Л1-1. Helmholtz H., Wied. Ann. 7., 337 (1879).
- Л1-2. Gouy G., J. Phys. (4) 9, 457 (1910).
- Л1-3. Chapman D.L., Philos. Mag., (6) 25, 475 (1913).
- Л1-4. Stern O., Z. Elektrochem, 30, 508 (1924).
- Л1-5. Сб. Коагуляция коллоидов, ОНТИ гл. ред. хим. лит., 1936.
- Л1-6. Шелудко А. Коллоидная химия. М. 1960.
- Л1-7. Philpat J. St. L., Philos. Mag., (7) 13, 775 (1932)
- Л1-8. Фрумкин А.Н., Trans. Faraday Soc., 36, 117 (1940)
- Л1-9. Vickerman J.J., Philos. Mag., (7) 33, 384 (1942)
- Л1-10. Grahame D.C., Chem Reviews., 41, 441 (1947)
- Л1-11. Есин О.А., Никитин Ю.П., Попель С.И., ДАН СССР т. 87, 813 (1952)
- Л1-12. Эршлер Б.В., Успехи химии т. 21, 237 (1952).
- Л1-13. Крылов В.С., Левич В.Г., И.Ф.Х. т. 37, 2273 (1963)
- Л1-14. Martynov G.A. and Euler A.L. J.U.P.A.C. Abstracts of scientific papers., A67, 60, (M. 1965).
- Л1-15. Скорчеллетти В.В., Теоретическая электрохимия ГНТИ Хим. лит.
- Л1-16. Измайлов. ^{В.Г.} Электрохимия растворов.
- Л1-17. Самойлов О.Я. Структура водных растворов электролитов и гидратация ионов. Изд. АН СССР М. 1957.
- Л1-18. Мельман С.Н. Исследование сольватации с применением ультразвука.
- Л1-19. Себба Ф. Ионная флотация. Metallurgia. М. 1965.

- ЛІ-20. Keesom W.H., Phys. Z., 22, 129 (1921)
- ЛІ-21. Debye P., Phys. Z. 21, 178 (1920)
- ЛІ-22. London F., Z. phys. Chem, II, 222 (1931)
- ЛІ-23. Робинсон Р. Стокс Р., Растворы электролитов.
М. 1963.
- ЛІ-24. Мищенко К.П., Ж.Ф.Х., 26, 1736 (1952)
- ЛІ-25. Ильин Б.В. Природа адсорбционных сил
ГИТДЛ.М.-Л 1952.
- ЛІ-26. Брунауер С., Адсорбция газов и паров, ГИИЛ, М. 1948
- ЛІ-27. Де - Бур Я.Х., Динамический характер адсорбции
ГИИЛ М. 1962.
- ЛІ-28. Герасимов Я.И., Древинг В.П., Еремин
Е.И. Киселев А.В., Лебедев В.П. Панченков Г.М.,
Шлыгин А.И., Курс физической химии, т. I Госхимиздат.
М. 1963.
- 29. Harkins W.D. a. Jura Gr., J. Am. Chem. Soc., 66, 919 (1944)
- Л-30. Адам Н.К. Физика и химия поверхностей (ОГИЗ) Гостех-
теорет. издат. М. 1947
- ЛІ-31. Федорович Н.В. Дамаскин Б.Б. Руководство к практикуму
по теоретической электрохимии. Московского универси-
тета МІ 1965.
- ЛІ-32. Воцкий С.С., Курс коллоидной химии. Химия, М. 1964.
- ЛІ-33. Ландау Л.Д., Вкиезер А.И., Лифшиц Е.М., Механика и
молекулярная физика. Изд. Наука, М., 1965.
- ЛІ-34. Фукс Г.И. Труды 3 Всесоюзной конференции по коллоид-
ной химии. Минск. 1953. Изд. АН СССР. 1956.
- ЛІ-35. Дерягин Б.В., Куссов М.И., Лебедева Л.А., ДАН СССР,
23, 670 (1939)

- ЛІ-36. Курбатов Л.Н., ЖФХ, 28. 287 (1954)
- ЛІ-37. Раковский А.В., ЖФХ, 2, 151 (1931)
- ЛІ-38. Ewing D., a Sprigway C, J. Am. Chem. Soc. 52, 4635 (1930)
- ЛІ-39. Радченко И.В. Молекулярная физика Изд. Наука М. 1965
- ЛІ-40. Электрокинетические свойства капиллярных систем.
Сб. статей. М.-Л. 1956.
- ЛІ-41. Lesenov D., Kolin A., J. Chem. Phys, 22, 4, (1954)
- ЛІ-42. Левич Б.Г., Физико-химическая гидродинамика.
Физматгиз. М. 1959.
- ЛІ-43. Шелудко А. Коллоидная химия М. 1960
- ЛІ-44. Шлихтинг . Теория пограничного слоя
М. 1956 .
- 2 ЛІ-45. Иванов У.И. Михайлов Ю.А. Известия АН Латв. ССР
серия физ. и техн. наук., № 1, 3 1966 .
- ЛІ-46. Иванов У.И. Михайлов Ю.А. Известия АН Латв. ССР
серия физ. и техн. наук, № 4, 3, 1966.
- 3 ЛІ-47. Гухман А.А., Введение в теорию подобия. М. 1963.

Литература к главе 2

- Л2-1. Лебедев А.А. РИХО, Физ.отд. 48 в.3 (1916)
- Л2-2. Bond W., Phil. Mag. 4, 889 (1927)
- Л2-3. Воларович Н.П. Леонтьева А.А.
- Л2-4. Багоцкая И.А. ФХ 24, 3 (1950)
- Л2-5. Haire M.V. Kintner R.C., Ind. Eng. Chem, 51, 865 (1959)
- Л2-6. Christiansen R., Ann. Phys. 12, 1072 /1903/
- Л2-7. Бах И.А.,
- Л2-8. Багоцкая И.А. Фрумкин А.И. ВФХ 21, 1031 (1947)
- Л2-9. Багоцкая И.А. ВФХ 24, 3 (1950)
- Л2-10. Kolin A., J. Of App. Phys. 25, 1065 /1954/
- Л2-11. Смирнов Н.И., Рубан В.Л.
Д. Прикл. химия 24, 1305 (1952)
- Л2-12. Смирнов Н.И., Рубан В.Л.
В. Прикл. химия 26, 110 (1958)
- Л2-13. Elee A.Y. Treybal R.E., A.I. Ch. E. Journal 2, 444 /1956/
- Л2-14. Krishna P.M., J. Chem and Eng. Data, 4, 336 /1959/
- Л2-15. Великанов М.А. Равномерное движение пара в
жидкости. Известия, 1929
- Л2-16. Зрелов И.И. Труды ВОДГЕО, 4, 119 (1955)
- Л2-17. Soffman P.J., Fluid Mech., I, 249 /1956/.
- Л2-18. Лопатин Б.А., Кондуктометрия. СО АН СССР Новосибирск,

- Л 2-19 Гатчек Э., Вязкость жидкостей, М.-Л., 1935.
- Л 2-20 Кройт Г.Р., Наука о коллоидах М.-Л., 1955.
- Л 2-21 Справочник химика т. I-3. Изд. Химия М.-Л., 1964.
- Л 2-22 Бай Ши-и., Турбулентное течение жидкостей и газов М., 1962.
- Л 2-23 Монин А.С. Яглом А.М., Статическая гидромеханика. Наука. М., 1965.
- Л 2-24 Вотцель В.С., Теория вероятностей. Ф.-М. М., 1962.
- Л 2-25 Смирнов Н.В., Дукин-Барковский И.В., Курс теории вероятностей и математической статистики, Наука, М., 1965.
- Л 2-26 Гнеденко Б.В., Курс теории вероятностей Ф.-М. М., 1961.
- Л 2-27 Болышев Л.Н. Смирнов Н.В. Таблицы математической статистики. Наука. М., 1965.
- Л 2-28 Митропольский А.К. Техника статистических вычислений. ФМ М., 1961.
- Л 2-29
- Л 2-30 Эйнштейн А. Смолуховский М., Брауновское движение. Сб. М - Л., 1936.
- Л 2-31 Редченко И.В. Молекулярная физика. Наука. М., 1965.
- Л 2-32 Ривардсон Э., Динамика реальных жидкостей. Мир. М., 1965.
- Л 2-33 Иванов У.И. Изв. АН СССР. сер. физ. и техн. наук № 5 1966.
- Л 2-34 Фукс Н.А. Механика аэрозолей. Изд. АН СССР. М., 1965.
- Л 2-35 Бай Ши-и., Магнитная газодинамика и динамика плазмы. Мир. М., 1964.
- Л 2-36
- Л 2-37 Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика ГИФ МЛ М., 1959.
- Л 2-38
- Л 2-39 Иванов У.И. Изв. АН СССР, Механика жидкости и газа № 3 1966.
- Л 2-40 Иванов У.И. Михайлов Ю.А. Изв. АН Латв. ССР. сер. физ. и техн. наук. № 4 1965

ЛИТЕРАТУРА к главе 3

- ЛЗ-1. Минц Д.М., Шуберт С.А., Гидравлика зернистых материалов М. 1955 .
- ЛЗ-2. Кутателадзе С.С., Стырикович М.А., Гидравлика газо-жидкостных систем М.- Л. 1958.
- ЛЗ-3. Тепакс А.А. , Скорость падения частиц в спокойной жидкости Таллин 1956 .
- ЛЗ-4. Иванов У.И., Михайлов Ю.А. , Изв. АН СССР, физ. и техн. наук № 4 (1966)
- ЛЗ-5. Левич В.Г. , Физико-химическая гидродинамика ГИОМЛ. 1959
- ЛЗ-6. Hartmut T.Z., Ch. E. Journal 6, (,281 /1960+
- ЛЗ-7. Elzing R., Vonchero J.T., A. Ch. Journal 7, 394 1961 .
- ЛЗ-8. Ричардсон Э., Динамика реальных жидкостей; Мир. М.1965
- ЛЗ-9. Loewen D. a Kolín A., J. of. Ch. Phys. v.22 683 /N 4 1954/.

Литература к главе 4.

- Л4 - 1. Кафоров В.В. Основы массопередачи. Высшая школа. М.1962.
- Л4 - 2. Мошки В.С., Тимощенко В.А. Доклад III конференции по поверхностным силам. М. 1966.
- Л4 - 3. Волудис А. Коллоидная химия. М.1960.
- Викторин А. phys.Chem.A.163,378 /1933/
Нотманс Д. Phil.Mag. 26,650 (1935).
- Л4.- 6. Фрунзин А.И., Левич В.Г. И.Ф.Х.21 в.в.(1947).
- Л4- 7. Пфайндлер Р. Электролиз воды. ОНТИ, М.Л.1935
- Л4 - 8. Моловой В.П. Журнал прикл.химии. 24,853 (4.1951)
- Л4 - 9. Richardson B.G. Koll.Zeits., 65, 32 (1933).
- Л4 - 10. Iskender I. Richardson B.G. J.Colloid Sci.,8,367 (1953).
- Л4 -11. Эштон Л.А. Труды НАИИ вып.60.М.1968.
- Л4 -12. Раковский А.В. ЖХ.2,1951 (1981)
- Л4 - 13. Ewing D., a. Sprague C., J.Am.Chem.Soc.,52,4635(1930).
- Л4 - 14. Freundlich H., Kapillarchemie I. 1930.

ПРОГРАММА ОБРАБОТКИ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ
 ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ВЕЛИЧИН СТАНДАРТА ДИСПЕРСИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
 И ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ СКОРОСТЕЙ (НА ОСНОВЕ ВЫРАЖЕНИЙ
 (2-3) + (2 - 6)).

$$i = 8 \quad \sigma_i$$

1. допустим $i = 0$

2. введем $x \quad y$

3. вычислим $z = (x-y)/2 \quad (x+y)$

4. вставим $i = i + 1$

5. допустим $\sigma_i = z$

6. если $i < 8$ идти 2

7. допустим $i = 1$

8. вычислим $c = \sigma_i$

9. допустим $i = 2$

10. вычислим $b = \sigma_i$

11. допустим $i = 3$

12. вычислим $m = \sigma_i$

13. допустим $i = 4$

14. вычислим $n = \sigma_i$

15. допустим $i = 5$

16. вычислим $u = \sigma_i$

17. допустим $i = 6$

18. вычислим $a = \sigma_i$

19. допустим $i = 7$

20. вычислим $s = \sigma_i$

21. допустим $i = 8$

22. вычислим $r = \sigma_i$

23. вычислим $u = (c + b - m - n) / 2$

24. вычислим $s = (m + a - s - r) / 2$

25. вычислим $t = (c - b + m - n) / 2$

26. вычислим $H = (u - a + s - r) / 2$

27. допустим

$$\tau = 0,01$$

28. допустим

$$\mu = 0,0016$$

29. вычислим

$$\rho = \tau / \mu$$

30. вычислим

$$q = \tau \mu / s$$

31. вычислим

$$l = \mu / \mu$$

32. вычислим

$$n = \mu / s$$

33. печатаем

$l \quad n$

34. печатаем

$\rho \quad q$

35.

идти к 1.

ПРОГРАММА ОБРАБОТКИ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ
 ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ СКОРОСТИ ПАДЕНИЯ КАПЛИ
 (Использовано уравнение (2-7) и выражения
 (2-8), (2-9), (2-10)).

1. допустим $p=2$

2. вычислим $a = \pi l^3 g / 6$

3. введи t r m g l u s

4. вычислим $m = (\exp 15 \text{ гсм/н}^2 + \exp - 15 \text{ гсм/н}^2) / (\exp 15 \text{ гсм/н}^2 - \exp - 15 \text{ гсм/н}^2)$

5. вычислим $b = (0.3) \pi l u (\sin p/2)^2 (u + 3 \text{ см}) / 3(u + \text{ см})$

6. вычислим $c = (0.014) \pi l^2 r (\sin p)^2$

7. вычислим $d = 1.6345 \pi l^2 (g - r)$

8. вычислим $\theta = (\sqrt{\sqrt{b^2 - 4cd}}) / 2a$

9. вычислим $x = (0 - a/c) \ln \left(\frac{(\exp \theta t + \exp - \theta t) / 2 - b / (\exp \theta t - \exp - \theta t) / 4a\theta}{(\exp \theta t + \exp - \theta t) / 2 - b / (\exp \theta t - \exp - \theta t) / 4a\theta} \right) - b t / 2c$

10. вычислим $y = (0 - a\theta/c) \left(\frac{(\exp \theta t - \exp - \theta t) / 2 - b / (\exp \theta t + \exp - \theta t) / 4a\theta}{(\exp \theta t + \exp - \theta t) / 2 - b / (\exp \theta t - \exp - \theta t) / 4a\theta} \right) - b / 2c$

11. вычислим $u = s - x$

12. если $p \neq 2$ иди 17

13. если $M < 0$ иди 16

14. допустим $H = 0.1$

15. иди 17

16. допустим $H = - 0,1$

17. допустим $\mu = |\mu|$

18. если $\mu \leq 0,001$ идти 21

19. вычислим $p = p - H\mu$

20. идти к 4

21. печатаем с 4 знаками t y

22. печатаем с 4 знаками p m

2. исп. 3