

**В. Н. ДОЛГУНИН, О. О. ИВАНОВ, В. Я. БОРЩЕВ СДВИГОВЫЕ ТЕЧЕНИЯ ЗЕРНИСТЫХ СРЕД:
ЗАКОНОМЕРНОСТИ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ**

В. Н. ДОЛГУНИН, О. О. ИВАНОВ, В. Я. БОРЩЕВ

**СДВИГОВЫЕ ТЕЧЕНИЯ ЗЕРНИСТЫХ СРЕД:
ЗАКОНОМЕРНОСТИ
И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ**



Тамбов
Издательство ФГБОУ ВО «ТГТУ»
2016

Министерство образования и науки Российской Федерации

Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего образования
«Тамбовский государственный технический университет»

В. Н. Долгунин, О. О. Иванов, В. Я. Борщев

СДВИГОВЫЕ ТЕЧЕНИЯ ЗЕРНИСТЫХ СРЕД: ЗАКОНОМЕРНОСТИ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ

*Рекомендовано Научно-техническим советом
ФГБОУ ВО «Тамбовский государственный технический университет»
в качестве монографии*



Тамбов
Издательство ФГБОУ ВО «ТГТУ»
2016

УДК 621:66.067.122.2

ББК В251.7

Д60

Р е ц е н з е н т ы:

Доктор технических наук, профессор ФГБНУ ВНИИТиН
С. Н. Сазонов

Доктор технических наук, профессор ФГБОУ ВО «ТГТУ»
С. В. Карпушкин

Долгунин, В. Н.

Д60 Сдвиговые течения зернистых сред: закономерности и технологические аспекты : монография / В. Н. Долгунин, О. О. Иванов, В. Я. Борщев. – Тамбов : Изд-во ФГБОУ ВО «ТГТУ», 2016. – 168 с. – 300 экз.

ISBN 978-5-8265-1601-0

Проведено обобщение результатов экспериментального и аналитического исследования закономерностей течений зернистых сред в условиях быстрых и квазипластических сдвиговых деформаций, а также эффектов разделения и перемешивания неоднородных частиц, которыми они сопровождаются. Предложены экспериментально-аналитические методы исследования структурно-кинематических характеристик течений и эффектов взаимодействия частиц в сдвиговых потоках зернистых сред.

Ориентирована на научных работников, которые специализируются в области механики зернистых сред, а также может быть полезна инженерам, аспирантам, магистрантам и студентам, изучающим и разрабатывающим технологии и оборудование для переработки и производства дисперсных материалов.

УДК 621:66.067.122.2

ББК В251.7

ISBN 978-5-8265-1601-0 © Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Тамбовский государственный технический университет» (ФГБОУ ВО «ТГТУ»), 2016

ВВЕДЕНИЕ

Большинство процессов переработки сыпучих материалов в различных отраслях промышленности и сельского хозяйства, а также природных явлениях, связанных с перемещением дисперсных сред, протекают в режиме сдвигового течения. Для таких течений характерно активное взаимодействие частиц, вследствие которого проявляются эффекты перемешивания и разделения, оказывающие существенное влияние на динамику потоков и кинетику технологических процессов. Кроме того, названные эффекты часто используются в качестве базовых для организации технологических процессов обработки зернистых материалов методами разделения, соединения и тепломассообмена (например, в технологиях пневмо-вибросепарации и многоступенчатой сепарации сыпучих материалов с противотоком неоднородных частиц «Мультисег»).

Прогнозирование эффектов перемешивания и разделения и разработка способов управления ими возможны только при наличии достоверной информации о структурно-кинематических характеристиках сдвиговых потоков в виде профилей порозности и скорости. Однако способов прогнозирования структурно-кинематических характеристик и методов экспериментального их определения для многих практически значимых случаев организации сдвиговых и, в первую очередь, быстрых сдвиговых течений явно недостаточно.

Вследствие сложности и многообразия физических механизмов взаимодействия частиц и форм взаимного их сопряжения в зернистых средах разработка общих теоретических основ процессов разделения и смешивания частиц затруднена. В связи с этим большое значение приобретает изучение эффектов взаимодействия частиц для наиболее общих и технологически значимых форм их взаимных перемещений, к которым, в первую очередь, следует отнести сдвиговую деформацию.

Настоящая монография посвящена разработке методов прогнозирования и техники измерения структурных и кинематических характеристик, а также теоретических основ процессов смешивания и сегрегации в сдвиговых потоках зернистой среды в широком диапазоне скоростей сдвига, соответствующих условиям как быстрых сдвиговых, так и квазипластических течений.

Определение структурно-кинематических характеристик сдвиговых течений и эффектов взаимодействия частиц, которыми они сопровождаются, имеет большое научное и практическое значение. Многие ученые признают необходимость изучения закономерностей сдвиго-

вых течений с целью учета их влияния на кинетику технологических процессов и природных явлений. Однако, необходимой для этого комплексной информации о закономерностях сдвиговых течений в научно-технической литературе явно недостаточно. Опубликованные разрозненные результаты исследований, зачастую, противоречат друг другу, что объясняется отсутствием достаточно надежных и одновременно доступных методов исследования и соответствующей техники измерения.

В монографии проведено обобщение результатов экспериментального и аналитического исследования закономерностей течений зернистых сред в условиях быстрых и квазипластических сдвиговых деформаций, а также эффектов разделения и перемешивания неоднородных частиц, которыми они сопровождаются. Предложены методы и техника экспериментального исследования структурно-кинематических характеристик и эффектов взаимодействия частиц в сдвиговых потоках. Проанализированы работы известных ученых, внесших вклад в исследование сдвиговых течений зернистых материалов, а также результаты собственных исследований авторов и совместно с ними работающих коллег: А. А. Уколова, А. Н. Куди, П. А. Иванова, В. А. Прошина, Р. А. Шубина, которым авторы выражают благодарность.

1. СДВИГОВЫЕ ТЕЧЕНИЯ И ЭФФЕКТЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ ЗЕРНИСТЫХ СРЕД В ПРИРОДНЫХ ЯВЛЕНИЯХ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССАХ

1.1. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА СДВИГОВЫХ ТЕЧЕНИЙ ЗЕРНИСТЫХ СРЕД И ПРОБЛЕМЫ ИХ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Масштабы промышленного применения твердых материалов в гранулированном и порошкообразном виде ежегодно существенно увеличиваются. Это вызвано тем, что процессы переработки материалов в дисперсном состоянии протекают значительно интенсивнее. Необходимое по технологии движение зернистых сред в процессах их переработки, а также при транспортировании и хранении может происходить под действием гравитационных сил, силы давления воздушного или жидкостного потоков, механических воздействий и т.д. Наиболее распространенным видом течения зернистых материалов в процессе их технологической переработки является гравитационное течение. Достаточно широко распространенным является также перемещение зернистых сред в результате механического воздействия под действием касательных напряжений.

Под гравитационным течением зернистых материалов понимают движение частиц под действием сил тяжести по какому-либо склону. Гравитационные течения зернистых сред широко распространены как в природных условиях, так и в различных технологических процессах.

Примером гравитационных движений зернистых материалов в природных условиях является их поточное стекание вниз по склону. При этом угол наклона склона либо очень близок к углу сухого трения, либо больше него [1]. Ярким примером гравитационного течения сыпучих материалов в природе является движение песка в режиме обрушения по крутому склону дюн. Такое движение характеризуется взаимным относительным перемещением частиц песка, т.е. движение является сдвиговым.

Сдвиговое течение – это наиболее общая форма движения зернистых материалов, которое сопровождается интенсивным перемещением частиц. Даже поршневое течение дисперсных сред является одной из идеализированных форм движения, которая на практике в той или иной степени связана со сдвиговыми перемещениями частиц.

Течение среды в направлении оси x называется сдвиговым, если в любом элементарном его объеме существует направление y , перпендикулярное x , в котором модуль вектора скорости \vec{u}_x изменяется, т.е. $d\vec{u}_x/dy \neq 0$ [2].

В природных условиях гравитационные течения зернистых сред протекают, как правило, в режиме обрушения при активном взаимодействии частиц. Движение зернистых сред при этом определяется совокупностью физико-механических свойств частиц, фракционным составом среды, а также условиями, при которых происходит обрушение, например, объем, угол и высота обрушения.

Во многих случаях для проявления специфических особенностей движения сыпучих материалов в перерабатывающих машинах или вспомогательном оборудовании первостепенное значение имеет механизм генерирования напряжений. Такими специфическими случаями являются, например, потоки сыпучего материала в силосах и химических реакторах, сдвиговые потоки сред, которые образуются при работе землеобрабатывающих машин (вспашка, засыпка, выравнивание грунта), и другие течения.

Сэвидж С. и Джеффри Д. [3] установили три основных механизма возникновения напряжения в сдвиговом потоке сыпучего материала: 1) сухое трение; 2) перенос импульса за счет перемещения частиц из одного слоя в другой; 3) перенос импульса за счет столкновений между частицами.

Все эти механизмы могут работать одновременно при некоторых режимах течения, однако обычно преобладающую роль играет один из них. При высоких концентрациях и низких скоростях сдвига (сдвиговые течения зернистых материалов в стесненных условиях) частицы находятся в тесном контакте, напряжения не зависят от скорости, и имеет место первый из вышеперечисленных механизмов. При низких концентрациях и высоких скоростях сдвига дисперсный материал ведет себя подобно разреженному газу, напряжения сдвига в котором вызываются за счет обмена частицами между движущимися соседними слоями. И наконец, когда концентрация и скорость сдвига умеренно высоки, ситуация аналогична простой жидкости, описываемой с помощью модели «твердых сфер», в которой обмен импульсами возникает только в результате столкновений между частицами, и поэтому преобладает третий механизм.

В процессах получения, переработки, транспортировки и применения сыпучий материал испытывает различные виды деформации и разрушения. При этом различают три основных состояния сыпучего материала: уплотнение, течение и разрушение [4].

Течение – это процесс сдвигового перемещения отдельных объемов или частиц материала друг относительно друга без нарушения сплошности сыпучего материала. В процессе течения плотность упаковки частиц может изменяться или оставаться постоянной. Течение частиц возникает под действием касательных напряжений. При этом

оно может развиваться по всему объему тела, в более или менее узкой области или же локализоваться по некоторой поверхности внутри тела, которую называют поверхностью скольжения.

Разрушение (или нарушение сплошности) – процесс нарушения связи между частицами с образованием поверхностей раздела внутри сыпучего материала и уменьшением суммарной плотности упаковки частиц. При разрушении материал распадается на отдельные объемы, более или менее устойчивые агрегаты или же на отдельные частицы. Разрушение осуществляется под действием растягивающих или касательных напряжений. В иностранной литературе часто употребляется термин *failure*, который можно перевести как разрушение. Им, однако, обозначают не только нарушение сплошности сыпучего материала, но и нарушение сложившейся структуры материала при начале течения или уплотнения.

Выделяют также специфическое, довольно часто встречающееся состояние сыпучего материала – движение в дискретно-непрерывном потоке. В этом состоянии, которое возникает при ссыпании материала по желобам, при псевдооживлении, отдельные частицы и агрегаты не образуют устойчивой структуры, а совершают хаотично-направленное движение. Сыпучий материал не имеет при этом разрывов сплошности, но контакты между частицами носят динамический характер.

В процессе переработки сыпучего материала в технологическом оборудовании движущиеся частицы могут находиться в различном состоянии [5]. В связи с этим при анализе движения сыпучих материалов выделяют три режима: связный, переходный и несвязный. Границу между связными и несвязными потоками характеризуют углом внутреннего трения [5]. В соответствии с указанными режимами все сыпучие материалы можно условно разделить на три группы: несвязные, связнотекучие и связные [6]. Связное состояние характеризуется наличием устойчивых связей между частицами сыпучей среды во время всего процесса ее переработки. Такое состояние можно наблюдать при прессовании порошков, внедрении твердых тел в грунты, а также при движении в бункерах. Для описания связного состояния зернистых материалов в настоящее время используют, в основном, модели механики грунтов [7], с привлечением условия предельного равновесия во всем объеме сыпучей среды. Однако, как отмечают некоторые авторы [8], данное условие удовлетворительно выполняется лишь при движении материала на стенках бункера. В монографии П. И. Лукьянова [9] указывается, что модель сплошной пластически деформируемой среды не в полной мере отражает действительный механизм деформации зернистой среды. Результаты экспериментальных исследований свидетель-

ствуют [10], что деформации в слое происходят в виде прерывистых сдвиговых агрегатов частиц, каждый из которых в период своего существования играет роль структурного элемента. Однако модели связанного состояния невозможно применять для описания потоков сыпучих материалов с высокой порозностью.

Многие авторы для описания поведения связанных материалов используют гидромеханическую модель, в которой зернистая среда рассматривается с позиций механики сплошной среды [11, 12]. Методы механики сплошной среды характеризуются рядом понятий, однозначно определяющих движение сплошной среды: поля скоростей, давлений, температур, плотностей и т.д. При этом одним из методов исследования поведения материальных сред является статистический метод, в котором применяется вероятностный подход, и вводятся средние по большому количеству частиц характеристики. Статистические методы всегда связаны с введением дополнительных гипотез о взаимодействии частиц и направлены на их существенное упрощение.

Еще одним методом подхода к исследованию движения материальных тел является построение феноменологической макроскопической модели, основанной на общих гипотезах и эмпирических закономерностях. основополагающей гипотезой в этом подходе является гипотеза сплошности [12], согласно которой все тела состоят из отдельных частиц, но их много в любом существенном объеме, поэтому тело можно приближенно рассматривать как среду, заполняющую пространство сплошным образом. Основным недостатком данного подхода является невозможность анализа движения отдельных частиц в потоке зернистой среды.

Несвязное состояние характеризуется кратковременными контактами частиц, быстрым нарушением связей между ними, наличием интенсивного перемещения относительно друг друга. Такой режим наблюдается в системах пневмотранспорта [13, 14], быстрого сдвигового течения.

В некоторых случаях поведение сыпучих материалов при их переработке является промежуточным между упруго-пластическим (связным) и жидкотекучим. Такое состояние сыпучих материалов наблюдается в режимах его псевдооживления [15, 16], а также при движении достаточно тонких слоев сыпучих материалов со свободной поверхностью по рабочим органам смесительного и другого оборудования. При этом, как правило, имеет место градиентное (сдвиговое) движение зернистых материалов.

Гравитационные течения несвязных гранулированных материалов широко применяются в горноперерабатывающих производствах, различ-

ных отраслях химической и фармацевтической промышленности [17]. Наиболее распространенным и, возможно, самым ранним примером применения гравитационного течения гранулированного материала являются песочные часы. Такого рода течения имеют место в бункерах, воронках, лотках, каналах, конвейерах и смесителях, а также при движении зерна в элеваторах, рудных материалов в рудоспусках, твердого зернистого топлива в тепловыделительных элементах некоторых конструкций ядерных реакторов и многих других случаях реализации технологических процессов, сопровождающихся взаимным перемещением частиц сыпучих материалов. Все это свидетельствует о широком распространении гравитационных течений дисперсных сред в технологических процессах. В связи с широким технологическим применением гравитационных течений зернистых материалов чрезвычайно полезны результаты исследования особенностей таких течений. Изучение динамики поведения зернистого материала очень важно при решении широкого круга проблем, связанных с вопросами транспортировки (например, при транспорте суспензий) и движения таких материалов как грунты, пески, гранулы и порошки [18].

Однако механика несвязных течений гранулированных материалов или сыпучих твердых частиц до настоящего времени еще плохо изучена. Несмотря на широкое применение гравитационных течений в разных отраслях промышленности, фундаментальных исследований такого рода течений проведено довольно мало. Глубокое понимание механики гравитационных течений зернистых сред было бы особенно полезно, например, при конструировании и эксплуатации такого оборудования для хранения и перемещения материала, как бункеры, воронки, лотки, каналы, конвейеры и смесители.

В механике сыпучих сред известно два идеализированных режима течения сыпучих материалов: быстрое сдвиговое течение и «медленный» сдвиг [19].

Для режима медленного или пластического течения характерно то, что частицы среды движутся по некоторым определенным траекториям, находясь в длительном контакте друг с другом, происходящем либо в режиме скольжения, либо переката. При этом внутренние напряжения в зернистой среде во многом подчиняются закону сухого кулоновского трения. В связи с этим при умеренных скоростях сдвига напряжения лишь в малой мере зависят от скорости сдвига. Такого рода сдвиговые деформации зернистой среды имеют место в реакторах, сушилках, смесителях, грануляторах и другом оборудовании, а также в природных явлениях.

В статическом случае плотной упаковки, характеризующимся постоянным взаимным контактом гранул, частицы ведут себя подобно

деформируемому твердому телу. Рейнольдс [1] установил, что приложенные сдвиговые напряжения вызывают тенденцию к увеличению объема слоя материала. Если это увеличение объема, ограниченно нормальными сжимающими напряжениями, то отношение касательного и нормального напряжений примерно равно единице.

Во втором режиме, называемом режимом быстрого движения [19], течение зернистых сред характеризуется большими относительными скоростями частиц, разделенных поверхностью сдвига. При этом скорости сдвига достигают больших величин (более 10 с^{-1}) и частицы среды движутся хаотически, подобно молекулам в плотном газе или в жидкости. Внутренние напряжения в зернистой среде возникают вследствие переноса импульса аналогично тому, как это происходит в жидкости и газе. Такой механизм возникновения напряжений приводит к существенной зависимости их от скорости сдвига. Оказывается, что поведение материала при быстром течении похоже на поведение вязкой жидкости в аналогичных условиях [20, 21]. Следовательно, поведение гранулированного материала в режиме быстрого движения принципиально отличается от его поведения при пластическом течении.

Результаты работ многих ученых [21, 22], посвященных исследованию сдвиговых течений, свидетельствуют, что при быстрых течениях сухих гранулированных сред возникают «вязкие» эффекты. Это объясняется тем, что при «макродвижении» сдвигового потока в продольном направлении возникают перемещения частиц в поперечном направлении, которые передают из слоя в слой дополнительные количества движения и тем самым вызывают появление дополнительных «вязких» касательных напряжений, связанных сложной зависимостью со скоростью сдвига и порозностью среды. Убедительной иллюстрацией сказанного являются результаты исследования, опубликованные Сэвиджем [21], который установил, что сдвиговые и нормальные напряжения существенно зависят от концентрации твердой фазы (порозности) и скорости сдвига. Причем, полученные зависимости имеют общую тенденцию: при низких концентрациях напряжение изменяется пропорционально квадрату скорости сдвига, а при более высоких концентрациях степень влияния скорости сдвига уменьшается.

Быстрые гравитационные течения относятся к классу быстрых сдвиговых течений, являющихся наиболее общей формой движения зернистых сред и сопровождающихся интенсивным взаимодействием частиц.

Сформированное на основе многих работ самостоятельное научное направление получило название «теория быстрых движений гранулированных сред», существенно отличающаяся от классической механики сыпучих сред [1, 17].

Экспериментальные исследования показывают, что многие процессы, в том числе процесс сегрегации, наиболее активно протекают в режиме быстрых сдвиговых течений зернистых сред. Для него характерно активное взаимодействие частиц, которое необходимо учитывать при расчете и проектировании смесителей, грануляторов и другого оборудования для обработки зернистых материалов. Быстрые гравитационные течения часто называют инерционными течениями зернистых материалов, поскольку скорость движения частиц при таких условиях определяется их инерционными свойствами и изменяется при их столкновении. При достижении достаточно высоких скоростей сдвига контакты частиц дисперсной среды становятся кратковременными и близкими к точечным. Вследствие такого взаимодействия частиц при быстром сдвиге зернистой среды напряжения генерируются преимущественно за счет передачи ударных импульсов и поперечного массопереноса, вызванного встречным перемещением движущихся масс через поверхность сдвига. В режиме развитого быстрого гравитационного течения несвязных неэластичных сферических частиц напряжения пропорциональны квадрату скорости сдвига, что объясняется одновременным, пропорциональным возрастанием величины ударных импульсов и их числа в единицу времени с увеличением скорости сдвига. В таких потоках частицы кроме поступательной скорости движения в направлении сдвига приобретают также распределенную в пространстве компоненту скорости хаотических перемещений (скорости флуктуации), модуль которой имеет тот же порядок, что и модуль относительной скорости поступательного перемещения частиц.

Установившиеся быстрые гравитационные течения существуют при углах ската, близких углу естественного откоса материала. Наиболее часто на практике режим быстрого течения осуществляется при гравитационном движении гранулированного материала в наклонных желобах и каналах, вращающихся барабанах и трубах.

Параметры гравитационного течения зернистых сред, как показали исследования [5], существенно зависят от угла наклона ската. Так, Ишида [21] в зависимости от угла наклона ската наблюдал три вида течения частиц сыпучих материалов: 1) неразвитое скользящее течение; 2) скользящее течение; 3) расплескивающееся течение.

Теоретические модели динамического поведения зернистых материалов чрезвычайно важны при решении широкого круга проблем, связанных с вопросами транспортировки и движения таких материалов, как грунты, пески, гранулы, щебни и порошки. Однако адекватное математическое описание технологических процессов, связанных с переработкой сыпучих материалов, невозможно без детального анализа механики потоков зернистых материалов в аппаратах. В связи с

этим необходимо учитывать, что структура математических моделей соответствующих процессов должна определяться характером перемещений частиц при переработке материала. В настоящее время известно достаточно большое количество математических моделей быстрых сдвиговых гравитационных потоков. Известные модели можно условно разделить на две группы: 1) основанные на континуальных теориях, которые базируются на различных формах взаимосвязи между тензором напряжений и скоростью деформации; 2) основанные на микроструктурном анализе, определяющем напряжения в зависимости от закономерностей переноса количества движения за счет столкновений частиц.

Модели первой группы основываются на том, что свойства блока частиц, как континуума, могут быть представлены в виде непрерывных функций таким образом, что любая бесконечно малая часть среды обладает ее характерными свойствами. В этом случае анализ взаимодействия отдельных частиц не проводится.

Аналитическое описание динамики сдвиговых течений зернистых сред в силу целого ряда причин является весьма затруднительным. Так, например, разработке адекватного аналитического описания закономерностей быстрых гравитационных течений препятствует недостаток знаний о механизмах генерирования напряжений, являющихся сложной функцией порозности и скорости сдвига [21]. Особую проблему для процесса аналитического описания быстрых гравитационных течений на шероховатом скате представляет формулировка граничных условий, которые существенно влияют на характеристики потока [23]. Кроме того, для сдвиговых течений зернистых сред характерна высокая неоднородность скорости сдвига и концентрации твердой фазы по толщине слоя [18]. Все это в совокупности усугубляет проблему экспериментального и аналитического исследования сдвиговых течений зернистых сред.

Очевидно, в связи с этим до настоящего времени не создано достаточно адекватных математических моделей сдвиговых течений, несмотря на значительное их общее количество.

1.2. СДВИГОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПОТОКАХ ЗЕРНИСТЫХ СРЕД И ИХ ВЛИЯНИЕ НА ДИНАМИКУ ТЕЧЕНИЯ И КИНЕТИКУ ПРОЦЕССОВ ОБРАБОТКИ МАТЕРИАЛОВ МЕТОДАМИ РАЗДЕЛЕНИЯ, СОЕДИНЕНИЯ И ТЕПЛОМАССОБМЕНА

Как было отмечено выше, быстрые гравитационные течения и течения зернистых материалов в режиме сдвиговых деформаций занимают особое место в технологических процессах, происходящих с уча-

ствием зернистых сред. Это связано не только с широким распространением такого вида течений, но и с активным взаимодействием частиц среды при сдвиге. Данное взаимодействие является причиной интенсивного протекания процессов переноса в сдвиговых потоках зернистых материалов, вследствие чего повышается эффективность соответствующих технологических процессов.

Сдвиговые течения неоднородных сыпучих материалов сопровождаются взаимными перемещениями частиц. При этом перемещения частиц могут быть условно отнесены либо к случайным, либо к закономерным. Случайные перемещения имеют хаотический характер и являются причиной проявления эффекта перемешивания частиц. В подавляющем большинстве реальных случаев структура потока сыпучего материала в силу тех или иных причин не может быть аппроксимирована идеализированными моделями (идеального вытеснения или идеального смешения). Какой бы ни была причина ее отклонений в реальном случае, внешне эти отклонения проявляются в том, что время пребывания частиц потока неодинаково и отличается от среднего. Независимо от механизма возникновения структурной неоднородности потока любое отклонение от идеального вытеснения условно называют перемешиванием. Перемешивание в потоках по направлению подразделяют на поперечное и продольное, а по уровню – перемешивание на макроуровне и на микроуровне [24]. Поперечное перемешивание, как правило, приводит к интенсификации процессов тепло- и массопереноса. Продольное перемешивание заключается во взаимном смешивании элементов потока, поступивших в аппарат в разные моменты времени. Оно приводит к выравниванию профилей концентраций и температур по длине потока, к неравномерности распределения времени пребывания частиц в аппарате, часто уменьшает движущую силу процесса и снижает его эффективность.

Закономерные перемещения имеют определенную ориентацию в пространстве, которая определяется свойствами неоднородных частиц и условиями их взаимодействия в сдвиговом потоке. Следствием таких перемещений являются эффекты разделения неоднородных частиц, известные под общим названием «сегрегация». Сегрегация может рассматриваться как прямая противоположность смешивания, с некоторым различием, что процессы сегрегации, по существу, упорядочивают непосредственные составляющие, согласно некоторым определенным свойствам, пока смешанные компоненты первоначально изменяются по многим различным причинам. Многие соображения и термины, используемые относительно сегрегации, те же самые, что и в смешивании. Методы, используемые для предотвращения сегрегации,

часто применимы для гомогенизации или смешивания материалов. Очевидно, что результирующая случайных и закономерных перемещений частиц определяет траекторию их движения в потоке. Таким образом, кинетика перемешивания и сегрегации определяется интенсивностью и условиями взаимодействия частиц, которые зависят от скорости сдвига. В зависимости от скорости сдвига, как было отмечено выше, различают два идеализированных режима течения: медленный сдвиг, протекающий в режиме сдвиговых деформаций, и быстрое сдвиговое течение.

Многие природные явления и технологические процессы сопровождаются взаимным перемещением частиц сыпучих материалов. С одной стороны, взаимное перемещение частиц приводит к перемешиванию материала и в технологических процессах может служить целям организации смешивания компонентов и интенсификации процессов переноса в дисперсной среде. С другой стороны, перемещение неоднородных частиц порождает явление сегрегации, эффекты которой прямо противоположны по физической сущности эффектам перемешивания.

Действительно, следствием перемешивания является хаотическое пространственное перераспределение неоднородных частиц, и, если перемешивание достаточно эффективно, то оно приводит к повышению энтропии дисперсной системы. Напротив, вследствие сегрегации происходит упорядоченное направленное перераспределение неоднородных частиц с образованием локальных зон с повышенной концентрацией однородных частиц, что сопровождается уменьшением энтропии дисперсной системы. Энтропию при этом понимают как меру внутренней неупорядоченности системы [2].

Переработка зернистых материалов в различного рода машинах и аппаратах (например, каталитических реакторах, валковых смесителях) часто сопровождается сдвиговыми деформациями в зернистой среде, являющимися причиной эффектов перемешивания и сегрегации частиц. Перераспределение твердых частиц зернистой смеси, вызванное этими эффектами, существенно влияет на кинетику технологических процессов и на качество готовой продукции.

Большинство природных дисперсных сред и сыпучих материалов в промышленности и сельском хозяйстве являются существенно неоднородными. Поскольку идеально однородных зернистых сред практически не существует, а сегрегация наблюдается даже при относительно небольшом различии частиц по какому-либо признаку (размеру, плотности, шероховатости, упругости, форме и т.д.), то большинство природных явлений и технологических процессов, протекающих при

взаимодействии твердых частиц в режиме взаимных перемещений (камнепады, сели, движение песков в дюнах и барханах, гравитационное течение сыпучих материалов в каналах, течках, бункерах, вращающихся трубах, барабанах, взаимное перемещение частиц в реакторах, смесителях, адсорберах, сушилках и т.д.), сопровождается значительными эффектами сегрегации.

Значительная часть природных явлений, сопровождающихся ярким проявлением эффектов сегрегации, связана с гравитационными течениями дисперсных сред, которые протекают в большинстве случаев в режиме обрушения при активном взаимодействии частиц. Результирующие эффекты сегрегации при этом могут быть весьма разнообразными.

Во многих случаях сегрегация в дисперсных средах при их течении в режиме обрушения существенно влияет на развитие природных явлений. Одним из них является движение песков барханов и дюн, скорость распространения которых достигает нескольких сотен метров в год. Пески перемещаются в направлении розы ветров с образованием достаточно высоких гребней. По наветренной, относительно пологой стороне ветер наматывает песок к вершине гребня, которая вырастает до некоторого критического значения, после которого наступает обрушение гребня. Оно сопровождается образованием относительно крутого откоса, имеющего вогнутую форму, с подветренной стороны гребня. В результате сегрегации у основания откоса обрушения концентрируется преимущественно крупная фракция песка, в то время как ближе к вершине скапливаются преимущественно более мелкие частицы. Указанный эффект сегрегации способствует ускоренному продвижению песка, поскольку при повторных циклах обрушения мелкие фракции песка оказываются расположенными преимущественно над крупными и с большей интенсивностью перемещаются ветрами.

В технологических процессах, машинах и аппаратах сегрегацию часто понимают как негативное явление спонтанного разделения неоднородных частиц сыпучего материала. Однако такая прагматическая оценка является весьма односторонней, поскольку оставляет без внимания физические явления абсолютно идентичной природы с положительным технологическим эффектом.

Последствия сегрегации чрезвычайно разнообразны, но, по мнению Бейтса [25], могут быть разделены на две категории: последствия, которые влияют на качество продукта, и последствия, от которых зависит эффективность и безопасность производства.

В результате сегрегации неоднородных частиц в сыпучих материалах в промышленности часто сталкиваются с серьезными технологическими проблемами [2]. Негативное влияние сегрегации может

проявляться осложнениями в технологических операциях смешивания, дозирования и транспортирования неоднородных зернистых сред. Наиболее остро и часто технологические сложности возникают при заполнении и разгрузке бункеров, силосов, реакционных объемов аппаратов, а также при организации буртового хранения сырья и продуктов. В этих случаях особенно ярко проявляются эффекты сегрегации частиц по размерам. Сегрегации при этом является следствием формирования откосов материала при его подаче в емкость или кучу, в результате движения, по которому происходит преимущественная концентрация мелких частиц в верхней части откоса, и крупных – в нижней. Очевидно, что при дальнейшем технологическом использовании такого материала могут возникнуть серьезные проблемы, в том числе, например, неоднородность условий переработки и времени пребывания в рабочем объеме аппарата частиц различных фракций материала. Кроме того, одним из важнейших аспектов влияния сегрегации на производство является качество сыпучих продуктов.

Повышение неоднородности сыпучих материалов вследствие сегрегации значительно снижает их технологическую пригодность и потребительскую стоимость и, соответственно, порождает множество трудностей при их производстве и переработке. В частности эффекты сегрегации приводят к отделению пылевидных фракций, которые становятся источником загрязнения воздуха с пагубными последствиями для здоровья и безопасности персонала.

Явлением сегрегации сопровождаются многие технологические процессы, связанные с переработкой зернистых материалов или с их использованием. Сегрегация протекает обычно по отношению к основному процессу спонтанно и может оказывать существенное влияние на кинетику последнего. В одних случаях это влияние может быть оценено однозначно как положительное, например, сегрегация по крупности частиц одинаковой плотности при их грохочении, в других случаях – как отрицательное, например, сегрегация частиц по размеру, плотности и форме при смешении сыпучих материалов. В большинстве же случаев оценка влияния сегрегации на кинетику процессов переработки сыпучих материалов (как гидромеханических, так и теплообменных) не может быть однозначной и зависит от целого ряда обстоятельств. Основными из них являются особенности конструкций аппаратов и машин, доминирующие из совокупности неоднородных физико-механических свойств частиц перерабатываемой смеси, определяющее направление сегрегации, комплекс технологических требований к готовому продукту, режимы течения технологических потоков и др.

1.3. ПРОБЛЕМЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ЭФФЕКТОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕОДНОРОДНЫХ ЧАСТИЦ В СДВИГОВЫХ ПОТОКАХ ЗЕРНИСТЫХ СРЕД

1.3.1. Быстрые гравитационные течения зернистых материалов как объекты исследования

Основной целью изучения быстрых гравитационных течений зернистых материалов является объяснение и математическое описание их закономерностей в зависимости от свойств частиц и условий формирования потока.

Традиционно для характеристики структурных и кинематических свойств быстрых гравитационных течений зернистых материалов используются профили скорости и порозности. Однако названные профили могут быть использованы только для общей характеристики течения. Во многих случаях значительный интерес может представлять знание и других параметров движущейся дисперсной среды, например, таких как скорость флуктуаций частиц, интенсивность поперечного массопереноса, степень неоднородности скоростей частиц и др.

В последнее время в связи с развитием техники гранулирования, широким применением гранулированных материалов, порошковой технологии и созданием новых технологических процессов, связанных с взаимодействием дисперсных продуктов, интерес к изучению структурно-кинематических характеристик быстрых гравитационных течений заметно повысился [2, 21, 26 – 29]. Однако, несмотря на это, до настоящего времени адекватное описание структурно-кинематических характеристик быстрых гравитационных потоков затруднено по причине множества экспериментальных и аналитических проблем [21].

Широко распространенным видом быстрых гравитационных течений является движение с открытой поверхностью сыпучих материалов вниз по откосу. Для теоретического изучения течения сыпучих материалов по наклонному крутому скату, как отмечал Сэвидж [21], может быть принято за вязкое течение. В этом качестве движение по крутому скату особенно чувствительно, так как небольшая разница при определении условий моделирования часто приводит к существенному различию в свойствах поля течения. Несмотря на его кажущуюся простоту, течение зернистых материалов по крутому скату является необычайно сложным для изучения.

Проблема описания полей скоростей и распределения твердых частиц в быстрых сдвиговых гравитационных потоках рассматривается в работах [17, 18, 30 – 41].

Гудмен и Коун [18], основываясь на положениях механики сплошной среды, разработали модель быстрого сдвигового течения гранулированного материала. Применение этой модели к задаче течения сыпучего материала по наклонной плоскости позволило получить следующее выражение для профиля скорости:

$$\begin{aligned}
 u - u_0 = \frac{\rho v_0 g l^2 \cos \alpha}{2\mu} & \left[-2 \frac{M'}{L^3} (\text{sh}L - \text{sh}LY) + (1 - M' + M' \frac{\text{sh}L}{L}) \times \right. \\
 & \times \left(\frac{1 - Y^2}{1 + \text{sh}L} \right) + \frac{2}{L^2} \left(1 - M' + M' \frac{\text{sh}L}{L} \right) \left(\frac{\text{sh}L - \text{sh}LY}{1 + \text{sh}L} \right) + \\
 & \left. + \frac{M'}{3} (1 - Y^3) + \frac{2M'}{L^2} (1 - Y) \right], \quad (1.1)
 \end{aligned}$$

где $Y = (h - y)/h$ – безразмерная координата; $M' = \rho g h \sin \alpha / (2\beta v_0)$; $v = 1 - \varepsilon$; L – относительная длина; β – константа.

При анализе гравитационного течения гранулированного материала на скате авторы [18] использовали граничные условия на открытой поверхности $y = h$ и на плоскости ската $y = 0$ в следующем виде:

при $y = h$

$$\tau = \sigma = 0;$$

при $y = 0$

$$u = u_0; \quad v = v_0,$$

где u_0 – скорость проскальзывания на плоскости; τ, σ – сдвиговые и нормальные напряжения, соответственно.

Сэвидж [17] рассматривал полностью развитое двухмерное установившееся течение несвязного сыпучего материала по шероховатой наклонной плоскости. На основе выражений для нормальных напряжений и уравнения сохранения импульса он получил формулу для определения профиля скорости

$$\frac{du}{dy} = - \left(\frac{g \bar{v} \rho \sin \alpha}{\beta_{12}} \right)^{1/2} \left[\frac{v_\infty - v}{v_\infty - v_0} \right]^4 y^{1/2}, \quad (1.2)$$

где v – объемная доля твердых частиц; \bar{v} – средняя объемная доля твердых частиц по глубине потока; v_∞ – объемная доля частиц неподвижного слоя; v_0 – объемная доля твердых частиц на плоскости ската.

С учетом выражения для распределения объемной доли твердых частиц по высоте слоя уравнение (1.2) преобразовано к виду

$$du = -\frac{2}{3} \left(\frac{g\bar{v}\rho \sin \alpha}{\beta_{12}} \right)^{1/2} h^{3/2} [1 - N\bar{y}^2]^4 d\bar{y}, \quad (1.3)$$

где $N = (\bar{v} - v_0)/(v_\infty - v_0)$ и $\bar{y} = (y/h)^{3/2}$; h – высота слоя материала в канале; β_{12} – константа.

Уравнение (1.3) проинтегрировано при граничных условиях, соответствующих условию прилипания частиц на шероховатой плоскости. В результате Сэвидж получил выражение для определения профиля скорости в виде

$$u = \frac{2}{3} \left(\frac{g\bar{v}\rho \sin \alpha}{\beta_{12}} \right)^{1/2} h^{3/2} \sum_{j=0}^4 \frac{C_j^4 (-N)^j}{(2j+1)} [1 - \bar{y}^{2j+1}], \quad (1.4)$$

где C^4 – значение биномиальных коэффициентов.

При анализе уравнения (1.4) он исключил плотность частиц из числа переменных и предположил, что тензор напряжения является изотропной функцией v_0 , ρ , $\text{grad}v$ и тензора скорости деформации.

В качестве общих замечаний по работам [17, 18] следует отметить отсутствие адекватной формулировки граничных условий, как у основания, так и на открытой поверхности слоя. Кроме того, принятые в работах допущения: 1) объемное содержание твердой фазы незначительно изменяется по высоте слоя; 2) определение наименьшей концентрации v_0 как концентрации, соответствующей условию отсутствия остаточного сопротивления; 3) пренебрежение диффузионной составляющей переноса частиц, очевидно, являются причиной значительных погрешностей в описании течений, особенно в приграничных областях и тонких слоях.

В связи с этим вывод о том, что касательные напряжения линейно зависят от глубины потока, в общем случае, и особенно в режиме тонкослойного течения является явно неадекватным. Неадекватность такого вывода подтверждается исследованиями многих авторов [41, 42], в которых содержатся убедительные доказательства существенного изменения концентрации твердой фазы по высоте гравитационного потока в стационарных условиях. Очевидно, что в таком случае зависимость касательных напряжений от высоты слоя будет нелинейной.

Канатани [30] разработал микрополярную теорию сплошных сред, описывающую течения гранулированного материала. Он полу-

чил уравнение, определяющее взаимосвязь скорости течения и плотности среды в следующей форме:

$$\frac{du}{dt} = g \sin \alpha \left(1 - \left(\frac{\rho_n(y)}{\rho_n(0)} \right) \right)^{1/3} \frac{4\rho_n - \rho_n(y)}{4\rho_n - \rho_n(0)}, \quad (1.5)$$

где ρ_n , $\rho_n(0)$, $\rho_n(y)$ – насыпная плотность материала, u поверхности ската и по глубине потока, соответственно.

Хаттер К. и Шайвиллер Т. [23] на основе континуальной модели Дженкинса и С. Сэвиджа [32] провели численное моделирование скатывающегося по наклонному желобу потока зернистого материала. При этом основное внимание они уделили формулировке граничных условий. Авторы работы [23] предложили зависимость между энергией колебаний и скоростью скольжения и изучили ее значение при быстром течении гранулированного материала по откосу. В этой работе также достаточно подробно исследовано влияние коэффициента восстановления, угла откоса и условий скольжения на параметры течения зернистого материала. Установлено, что профили скорости с точкой перегиба появляются тогда, когда имеет место неоднородное распределение плотности по глубине потока материала. Формулировка условий на границе сводилась к тому, что потоки количества движения и энергии колебаний в направлении, перпендикулярном поверхности отсутствуют, что является, очевидно, только некоторым частным случаем граничных условий.

Хаттер К. и Шайвиллер Т. численными методами исследовали зависимость величин тензора напряжений от граничных условий. Было показано, что профили скорости зернистого материала, движущегося по наклонному желобу, сильно зависят от условий на границе. Следовательно, некорректный учет граничных условий приводит к серьезным погрешностям. Вместе с тем установлено, что модели [17, 32] требуют адекватной формулировки граничных условий, определение которых является чрезвычайно затруднительным.

С помощью численного моделирования установлено сильное влияние неэластичности в парных столкновениях на вид функции распределения плотности по высоте слоя. Также обнаружена значительная зависимость названных функций от условий на границе. В связи с этим авторы работы [23] отмечают высокую научную и практическую ценность результатов экспериментального определения распределения концентрации по высоте слоя при различных условиях на поверхности ската.

Кэмпбелл и Бреннен [41] провели численное моделирование на ЭВМ микроструктуры сдвигового потока гранулированного мате-

риала между двух движущихся относительно друг друга шероховатых кольцевых поверхностей (течение Куэтта). При этом они исследовали установившиеся однонаправленные потоки неупругих цилиндров. В процессе моделирования определяли среднюю скорость $\langle u \rangle$ и профили концентрации твердой фазы, а также квадраты компонентов флуктуирующих составляющих скорости, как поступательной, так и угловой $\langle \omega \rangle$:

$$\begin{aligned}(u'^2) &= (u^2) - (u)^2; \\(v'^2) &= (v^2); \\(\omega'^2) &= (\omega^2) - (\omega)^2.\end{aligned}\tag{1.6}$$

Кинетическую энергию, соответствующую случайному движению частиц, Кэмпбелл и Бреннен записали в виде

$$\frac{1}{2} m \left((u'^2) + (v'^2) + \beta (\omega'^2) \right).$$

Для удобства эту величину назвали «обобщенной температурой гранулированного материала, а ее часть, соответствующую флуктуирующим поступательным движениям (без последнего члена) – поступательной температурой гранулированного материала.

Структурные и кинематические параметры сдвиговых потоков сыпучих материалов существенно зависят от условий и механизма формирования сдвиговых напряжений в потоке. На учете взаимосвязи между тензором напряжений и скоростью деформации основываются континуальные модели быстрых сдвиговых потоков.

Одним из первых механизм формирования напряжений в сдвиговом потоке описал Бэгнолд [1], который доказал, что основным механизмом формирования напряжений на поверхности сдвига является перенос количества движения через поверхность в результате последовательных скользящих столкновений гранул одного слоя, догоняющих гранулы смежного слоя. Касательные и нормальные напряжения в быстрых сдвиговых потоках по Бэгнолду меняются пропорционально квадрату скорости сдвига. Он установил, что значения напряжений сильно возрастают с увеличением концентрации твердой фазы.

Для расчета сдвигового напряжения внутри слоя Бэгнолд предложил следующую формулу:

$$\tau = P_y f \Delta Q_x,\tag{1.7}$$

где P_y – число частиц, приходящихся на единицу площади поверхности, нормаль к которой имеет направление y ; f – частота столкновений

частиц, взаимодействующих через поверхность сдвига; ΔQ_x – изменение тангенциальной составляющей количества движения за одно столкновение.

Аналогичный подход к изучению быстрых сдвиговых потоков, основанный на экспериментальных результатах Бэгнолда, применен в работах [17, 42 – 45]. Мак–Тиг [45] предпринял попытку проанализировать динамику столкновений, микроструктуру зернистой среды и усовершенствовать модель простого течения Бэгнолда. При этом его исследования базируются на анализе Марбла [46] для столкновений частиц при одномерном течении газа, содержащем твердые частицы двух различных размеров, и анализе Соу [47] для напряжений, обусловленных столкновениями частиц в облаке, подверженном сдвигу. Однако модель Мак–Тига не учитывает флуктуацию частиц и влияние на частоту столкновений эффектов более высокого порядка в зависимости от концентрации.

Как было отмечено в разделе 1.1, С. Сэвидж и Д. Джеффри [48] выделяли три основных механизма взаимодействия частиц на микроуровне, в результате которых могут генерироваться сдвиговые напряжения в слое. В зависимости от концентрации твердой фазы, как правило, доминирует тот или иной механизм. При высоких скоростях сдвига и умеренно высоких концентрациях твердой фазы преобладает механизм взаимодействия частиц путем их кратковременных столкновений. Полагая, что этот механизм генерирования является наиболее общим, С. Сэвидж и Д. Джеффри используют его для определения тензора напряжения в сдвиговом потоке гранулированной среды. Напряжения выражены в виде интеграла, содержащего функции плотности распределения вероятности вектора скорости по его модулю и положению в пространстве:

$$T = \frac{1}{4} m d^3 n^2 (v')^2 g_0(d, v) \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=-\pi/2}^{\pi/2} k \otimes k \operatorname{erf}(-2^{-1/2} R \cos \varphi \sin \theta \cos \theta) \times \\ \times \left[\left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/2} R \cos \varphi \sin \theta \cos \theta \exp \left(-\frac{1}{2} R^2 \cos^2 \varphi \sin^2 \theta \cos^2 \theta \right) \times \right. \\ \left. \times \left(1 + R^2 \cos^2 \varphi \sin^2 \theta \cos^2 \theta \right) \operatorname{erf} \left(-\frac{R}{\sqrt{2}} \cos \varphi \sin \theta \cos \theta \right) \right] \cos \theta d\theta d\varphi, \quad (1.8)$$

где $R = d \left[\frac{du}{dy} \right] / \left(\frac{u^2}{d} \right)^{1/2}$ – безразмерный параметр, характеризующий отношение средней сдвиговой скорости к среднеквадратичной

скорости движения частиц между столкновениями; d – диаметр частиц; $g(d, v)$ – функция распределения; φ, θ – сферические координаты; n – локальная функция распределения частиц; $(\bar{v}')^2$ – среднеквадратичная скорость флуктуаций частиц между столкновениями.

В качестве основного недостатка разработанной модели С. Сэвидж и Д. Джеффри отмечают, что она не отражает механизма, учитывающего диссипацию энергии при взаимодействии частиц в зависимости от их свойств и условий контакта.

Позднее С. Сэвидж установил, что в общем случае напряжения при быстром сдвигом течения являются сложной функцией скорости сдвига и концентрации твердой фазы [21].

Сэвидж С. проанализировал имеющиеся континуальные подходы и микроструктурные модели, используемые для описания течения несвязных гранулированных материалов вниз по наклонной плоскости. Континуальные теории предполагают наличие части тензора напряжений, не зависящей от скорости сдвига, которая является определенной функцией концентрации частиц. Тензор напряжений, полученный в соответствии с микроструктурной теорией, содержит только часть, зависящую от скорости, и дает линейный профиль скорости при одном угле наклона. Это является, очевидно, следствием того, что в моделях не принимается во внимание дилатансия среды, которая существенно влияет на динамический коэффициент трения и соответственно на тензор напряжения.

В соответствии с этими представлениями С. Сэвидж [21] предложил вычислять напряжения в быстром сдвиговом потоке зернистого материала в зависимости от скорости сдвига в следующем виде:

$$\tau = \tau(v) + \mu(v)\rho d^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2, \quad (1.9)$$

где $\tau(v)$ – не зависящая от скорости составляющая сухого кулоновского трения; $\mu(v)\rho d^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2$ – зависящая от скорости вязкостная составляющая.

Составляющая кулоновского трения τ и коэффициент μ являются монотонно возрастающими функциями доли твердой фазы. При высоких концентрациях и низких скоростях сдвига доминирует не зависящий от скорости член уравнения (1.9), а при низких концентрациях и высоких скоростях сдвига этот член незначителен, и превалирует член, учитывающий передачу импульса, т.е. вязкостная составляющая.

В работе [21] показано хорошее соответствие расчетной скорости для различных углов наклона с экспериментальными измерениями, приведенными в [37].

Для двумерного установившегося полностью развитого гравитационного течения гранул с открытой поверхностью вниз по шероховатой плоскости с углом наклона α нормальные и сдвиговые напряжения в плоскости, параллельной основанию, согласно законам классической механики определяются в следующем виде:

$$\tau = g \sin \alpha \int_0^y \rho_n(y) dy, \quad (1.10)$$

$$\sigma = g \cos \alpha \int_0^y \rho_n(y) dy. \quad (1.11)$$

Из уравнений (1.10) и (1.11) следует, что динамический коэффициент трения $\tau/\sigma = \operatorname{tg} \alpha = \operatorname{const}$.

Профили скорости для таких течений экспериментально определены в работе [49] по траекториям частиц, покидающих конец крутого ската. Полученные профили скорости имели, как правило, гладкую форму и реже – выпуклую. Профили насыпной плотности характеризуются низкими значениями вблизи основания и верхней поверхности и максимальными в середине слоя.

В результате анализа установившегося, полностью развитого двумерного течения несвязного гранулированного материала по шероховатой наклонной плоскости получено [21] следующее уравнение для расчета «температуры» материала у основания канала:

$$T_0 = \frac{\bar{v}gh \cos \alpha}{2(1 + \sigma)\bar{v}_0^2(1 + k)g_0(v_0)}, \quad (1.12)$$

где k – коэффициент восстановления частиц при ударе; σ – нормальное напряжение.

Для случая, когда поток энергии колебаний через основание слоя отсутствует, эта величина $T = T_0 = \operatorname{const}$ по глубине потока.

При допущении условия отсутствия скольжения у основания слоя получено выражение для расчета профиля скорости:

$$u = \frac{R}{d}(3T_0)^{1/2}(h - y), \quad (1.13)$$

где R – безразмерный параметр, аналогичный использованному в (1.8).

Профиль концентрации твердой фазы предложено определять по следующей формуле:

$$v^2 g_0(v) / (v_0^2 g_0(v_0)) = y / h, \quad (1.14)$$

где $g_0(v)$ – функция распределения концентрации твердой фазы; v_0 – концентрация твердой фазы у основания канала; y – координата, направленная перпендикулярно основанию слоя и равная нулю на его открытой поверхности; h – толщина слоя материала.

Предложенные в работе [21] формулы справедливы для случая нулевого потока энергии колебаний у верхней поверхности потока и у его основания. Если энергия вносится в слой через основание, то «температура» материала увеличивается вблизи основания, а профиль скорости изменяется от линейного до тупого или выпуклого. Если энергия поглощается основанием, то «температура» материала уменьшается, материал становится менее подвижным и профили скорости принимают вогнутую форму.

Недостатком модели Сэвиджа является то, что в ней отсутствует функция, коррелирующая скорость сдвига и концентрацию твердой фазы v . Вследствие этого в модели используется динамический коэффициент трения $\mu(v)$, интегрирующий в себе все эффекты псевдовязкостного взаимодействия частиц, такие как поток импульса и массоперенос через поверхность сдвига.

Анализ существующих моделей [19, 21], проведенный в аспекте целесообразности их использования для исследования напряженного состояния при сдвиговом гравитационном течении зернистой среды, позволил сделать вывод о том, что наиболее плодотворным для решения поставленной задачи является комплексное использование возможностей континуального и микроструктурного подходов.

Механизм генерирования напряжений в гранулированной среде за счет передачи количества движения при столкновении частиц смоделирован авторами работы [50]. Моделирование проведено на основе положений континуальной теории, развитой Канатани [42] и Дженкинсом и Коуином [43]. Уравнения сохранения массы, импульса и энергии в соответствии с этой теорией формулируются для двухмерного течения в следующем виде:

$$\frac{\partial \rho_n}{\partial t} + \rho_n \left(\frac{\partial \bar{u}_x}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}_y}{\partial y} \right) = 0; \quad (1.15)$$

$$\rho_n \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u}_x \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial x} + \bar{u}_y \frac{\partial \bar{u}_y}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \tau + G_y; \quad (1.16)$$

$$\rho_n \left(\frac{\partial e}{\partial t} + \bar{u}_x \frac{\partial e}{\partial x} + \bar{u}_y \frac{\partial e}{\partial y} \right) = \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial y} \tau - \frac{\partial q_y}{\partial x} - \gamma, \quad (1.17)$$

где $e = (V'_x)^2 / 2$; γ – мощность, диссипируемая средой в единице объема.

Огава С., Умемур А., Ошима Н. [50] предложили формулу для расчета энергии флуктуации неэластичных, негладких сфер, имеющих незначительную энергию вращения. При допущении отсутствия градиента энергии турбулентных флуктуаций они определили напряжения и энергию диссипации. Проведенная в работе [51] проверка достоверности результатов установила расхождение их с экспериментальными данными на величину двух порядков. Такое расхождение свидетельствует о том, что в модели не учтена основная специфика механизма генерирования напряжений.

Континуальные теории, как известно, базируются на различных формах взаимосвязи между тензором напряжений и скоростью деформации. Позднее Сэвидж и Джеффри [48], Сэвидж и Коун [52], Огава [53], Канатани [30] ввели в эти континуальные теории эффект флуктуации частиц. Однако, Аккерман и Шен [54] отметили, что существующие модели, основанные на континуальных теориях, не обладают достаточными прогностическими свойствами. С их помощью невозможно предсказать величину сдвиговых напряжений в зависимости от скорости сдвига, концентрации частиц и их свойств. Ранее было установлено [30, 52, 53], что напряженное состояние при быстром сдвиге гранулированного материала определяется количеством движения между соударяющимися частицами. Авторы этих работ отмечали также, что для высоких скоростей сдвига возникающие в слое напряжения практически не зависят от свойств межчастичной среды.

Аккерман и Шен [54] доказали, что напряжения внутри быстро движущейся смеси частиц и жидкости существенно зависят от свойств обоих веществ, составляющих смесь. Напряжения в гранулированной среде было предложено определять в виде произведения изменения количества движения вследствие каждого столкновения частицы на число столкновений. Авторы провели уточнения уравнения Бэгнолда (1.7). В частности, они установили, что частота столкновений зависит от физических свойств частиц и межчастичной жидкости, градиента средней скорости движения смеси и концентрации частиц.

Кроме того, было установлено [51, 54], что гравитационные потоки характеризуются значительным поперечным массопереносом частиц. Этот факт следует обязательно учитывать при адекватном моделировании потоков. Однако при учете этого обстоятельства они ограничиваются только расширением угла возможных столкновений до

половины телесного угла соответствующих полусфер с предположением равной вероятности контактов частиц в пределах этой поверхности. Такой подход явно ограничивает возможности в целом плодотворной идеи авторов. Этот вывод объясняется тем, что условия столкновения, принятые авторами данных работ, существуют в сильно разряженных потоках ($\varepsilon \geq 0,75$). С уменьшением же порозности зона вероятных столкновений существенно сужается, что приводит к изменению условий генерирования напряжений в потоке [41].

В работах [51, 54] предложены формулы для расчета касательных и нормальных напряжений с учетом диаметра и плотности гранул, коэффициентов трения движения, коэффициента восстановления, объемной концентрации:

$$\tau = \frac{c_0 k^2}{\beta} \varphi D^2 \frac{\lambda^2}{1+\lambda} [C_1(1+k) + C_2\mu(1+k)] \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \times \left\{ 1 + \frac{1 - [a_1^2(1-k)^2 + 2\mu a_1 a_2(1+k) - \mu^2 a_1^2(1+k)^2]}{\frac{3}{2} \frac{C_D}{\lambda} \frac{\rho_{ж}}{\rho} + [a_1^2(1-k)^2 + 2\mu a_1 a_2(1+k) - \mu^2 a_1^2(1+k)^2]} \right\}; \quad (1.18)$$

$$\sigma = \left[\frac{C_3(1+k) + C_4\mu(1+k)}{C_1(1+k) + C_2\mu(1+k)} \right] \tau,$$

где λ – линейная концентрация твердой фазы; C_1, C_2, C_3, C_4 – константы; $\rho_{ж}$ – плотность межчастичной среды; C_D – коэффициент сопротивления относительного перемещения частиц, $C_D = 1$ при турбулентном режиме.

Мацуока [55] предложил модель взаимосвязи напряжения–деформации для гранулированных материалов, учитывающую механизм изменения структуры при сдвиге. Соответствующие уравнения получены путем анализа взаимодействия двух частиц, разделенных плоскостью скольжения, с учетом механизма исчезновения и образования межчастичных контактов с третьей частицей. Соотношения между напряжением сдвига и нормальным напряжением получены в следующем виде:

$$\frac{\tau}{\sigma} = \frac{\pi \sin(3\bar{\theta} + \varphi) - 6\bar{\theta} \cos \varphi}{\pi \cos(3\bar{\theta} + \varphi) + 6\bar{\theta} \sin \varphi}, \quad (1.19)$$

где $\bar{\theta}$ – среднее значение угла контакта между частицами; φ – угол трения.

В пределах возможных изменений значений углов контакта между частицами уравнение (1.19) Мацуока аппроксимировал следующей формулой:

$$\frac{\tau}{\sigma} \approx \lambda \bar{\theta} + \mu, \quad (1.20)$$

где μ – параметры среды, $\mu = \operatorname{tg} \varphi$.

Данное предложение целесообразно было бы использовать как рациональное дополнение к модели Аккермана–Шена, однако параметры λ и θ являются функциями дилатансии среды, которая должна определяться в зависимости от скорости сдвига и комплекса свойств частиц материала.

Значительный теоретический интерес представляют работы И. В. Ширко [20, 56]. В работе [20] проведен феноменологический анализ быстрого течения гранулированной среды с использованием элементов теории броуновского движения частиц в предположении, что силы, действующие на каждую частицу, могут быть разделены на детерминированные и случайные. Основываясь на частном определении, что детерминированные силы пропорциональны скорости частицы и ее смещению x из некоторого положения равновесия, авторы получили уравнение движения частицы в виде

$$\ddot{x} + \mu \dot{x} + \omega_0^2 x = f(t), \quad (1.21)$$

где μ – коэффициент эффективной вязкости; ω_0 – частота поперечных колебаний частицы; $f(t)$ – случайная сила, отнесенная к массе частицы.

Далее, принимая во внимание, что полученное уравнение аналогично уравнению эйнштейновского осциллятора, они определили параметры высокочастотных колебаний частиц.

На основе полученных характеристик колебаний частиц И. В. Ширко и В. А. Сахаров определяют величины потоков энергии и импульса в среде, пренебрегая влиянием на эти потоки поперечного массопереноса.

Замкнутая система уравнений движения гранулированной среды, позволяющая определить неизвестные параметры поля течения, записана в виде, аналогичном приведенному в работе Дженкинса и Коуина [43]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} &= 0; \\ \rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_i \frac{\partial u_i}{\partial x_j} &= \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + \rho F_i; \end{aligned}$$

$$\rho \frac{\partial \langle e \rangle}{\partial t} + \rho u_i \frac{\partial \langle e \rangle}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(a \frac{\partial \langle e \rangle}{\partial x_j} \right) + \sigma_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \gamma_i;$$

$$\sigma_{ij} = -\rho \delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad (1.22)$$

где индексы i, j принимают значения x, y, z ; σ_{ij} – компоненты тензора напряжений; F_i – компоненты вектора массовых сил; δ_{ij} – символ Кронекера; γ – мощность, диссипируемая средой в единице объема; ρ – плотность среды; a и μ – коэффициенты энергопроводности и вязкости, соответственно.

Полученная система уравнений (1.22) решена при следующих граничных условиях:

$$y = -H \frac{dV'}{dx} = \frac{1}{2}(1 - k_1) \frac{V'}{d};$$

$$y = H \frac{dV'}{dx} = -\frac{1}{2}(1 - k_1) \frac{V'}{d}, \quad (1.23)$$

где H – половина расстояния между двумя бесконечными параллельными плоскостями; V' – скорость хаотического движения частиц; k_1 – коэффициент восстановления энергии при взаимодействии гранул с граничащей стенкой.

В результате решения получено уравнение для расчета профиля скорости:

$$u(y) = \frac{v \sin \left[\alpha \left(\frac{y}{H} \right) \right]}{\sin \alpha},$$

где α – параметр, зависящий от «пристенного» коэффициента восстановления k_1 .

Несмотря на то, что предложенная в работе [20] формулировка граничных условий выглядит вполне самодостаточной, ее практическое использование в общем случае является весьма проблематичным в отсутствие детерминированного метода определения взаимосвязи физико-механических свойств и геометрии шероховатостей граничных поверхностей с условиями взаимодействия с ними частиц среды.

Результаты апробации [20] предложенного математического описания подтвердили, что принятые при моделировании допущения и

предположения действительны только для быстрых сдвиговых течений с весьма высокой концентрацией частиц, когда объемная доля последних в потоке превышает величину 0,5.

Неддерман Р. и Тюзюн Х. [57] предложили модель для описания поля скорости в гранулированном материале, вытекающем из бункера, основанную на кинематическом анализе. При этом они полагали, что частицы непосредственно над отверстием падают из бункера, а частицы в вышележащем слое проскальзывают в пустое пространство, расталкивая друг друга. Эта модель является «чисто кинематической», так как предполагается, что движение частиц происходит под действием собственного веса, а градиенты напряжений на их движение не влияют.

Поле скоростей частиц при истечении из бункера предложено определять по формуле

$$V = V_0 e^{-x^2/(4By)}, \quad (1.24)$$

где V_0 – скорость частиц на центральной линии при $x = 0$; B – кинематическая постоянная.

В последующей работе [58] Р. Неддерман и Х. Тюзюн экспериментально определили зависимость между диаметром частицы d_p и кинематической постоянной. В соответствии с этим они предложили для описания поля скоростей следующую математическую модель:

$$u = -\beta d \frac{\partial V}{\partial x}; \quad (1.25)$$

$$\frac{du}{dy} = \beta d \frac{d^2 V}{dx^2}, \quad (1.26)$$

где u – горизонтальная скорость частиц; β – безразмерная эмпирическая константа, зависящая от формы частицы и шероховатости ее поверхности; d – средний размер частиц.

Очевидно, что математические модели такого рода адаптированы для некоторых ординарных объектов, когда при описании полей скорости в гранулированном материале представляется возможным пренебречь влиянием большинства физико-механических свойств частиц (плотности, эластичности и др.) на параметры движения гравитационного потока.

Авторы некоторых работ при изучении быстрого сдвигового течения зернистых материалов стали применять хорошо разработанную кинетическую теорию плотных газов. Так, Сэвидж и Джеффри при выводе формулы для тензора напряжений использовали результаты

анализа Энскога [59] о переносе импульса путем столкновений молекул в плотных газах.

Дженкинс и Сэвидж [32] разработали теорию быстрых движений зернистой среды, состоящей из одинаковых гладких не вполне упругих сферических частиц. Учет неупругости частиц в межчастичных столкновениях позволил включить в уравнение баланса энергии частиц параметр, названный «температурой» среды. «Температурой» зернистой среды в механике быстрых течений сыпучих материалов называют кинетическую энергию, соответствующую случайному движению частиц [41].

В результате появляется возможность вскрыть механизм возникновения этой энергии. Частным случаем энергетического баланса при сдвиге зернистой среды является локальное равновесие между генерацией энергии флуктуаций в результате столкновений и диссипацией этой энергии при столкновениях.

Несмотря на разнообразие предложенных методов описания быстрых сдвиговых течений зернистых материалов, их использование не обеспечивает возможность адекватного математического моделирования в наиболее общих случаях гравитационных течений зернистых сред, характеризующихся большими градиентами скорости сдвига и концентраций твердой фазы. В частности, существующие предположения об отсутствии передачи импульса за счет квазидиффузионного перемещения частиц и независимости эффективного коэффициента трения от концентрации твердой фазы весьма условны и в каждом конкретном случае нуждаются в серьезном обосновании. Вместе с тем, очевидно, что для адекватного моделирования динамики такого рода течений необходимо учесть взаимосвязь скорости сдвига и концентрации твердой фазы, а также учесть и спрогнозировать влияние последних на величину сдвиговых напряжений. По этой причине соответствующие модели предсказывают существование стационарных гравитационных потоков только в узком диапазоне значений углов наклона слоя. С учетом вышеизложенного, в общем случае, не представляется возможным использование известных моделей для адекватного описания профилей скорости и распределения твердой фазы по толщине гравитационного потока. При этом особую сложность представляет проблема описания профиля скорости и распределения твердой фазы, особенно в тонких или пограничных слоях.

Кроме проблем аналитического описания структурно-кинематических характеристик быстрых сдвиговых течений имеются также значительные трудности экспериментального исследования гравитационного течения, которые возникают вследствие исключительной «чувствительности» – активной реакцией потока на малейшее внешнее возмущение [17]. Это обстоятельство практически исключает возмож-

ность внедрения различных зондов в ядро потока без внесения существенных нарушений в закономерности сдвигового течения.

Сложности экспериментального характера обусловлены отсутствием надежных методов и устройств определения локальных значений структурно-кинематических характеристик и распределения «температуры» гранул в таких потоках. В первую очередь сказанное относится к тонкослойным гравитационным потокам.

Значительный интерес для исследования динамики быстрых сдвиговых потоков зернистых сред представляют, так называемые, косвенные методы исследования, т.е. методы, не оказывающие влияния на структуру потока. Сюда относятся и визуальные методы, вносящие минимальные погрешности в получаемые результаты и имеющие довольно широкое распространение.

Самым простым, доступным и широко распространенным методом исследования является метод визуальных наблюдений двухмерного сдвигового потока через прозрачные боковые стенки канала. Данный метод не позволяет получить достоверную информацию о параметрах потока по причине специфичных граничных условий на боковых стеклянных стенках, что приводит к возникновению дополнительных сил трения и, как следствие, нарушению структуры потока в этой части слоя. Очевидно, что полученные в результате визуальных наблюдений данные по концентрации твердой фазы зернистой среды у боковых стенок канала нельзя принять адекватными таковым для ядра потока. Кроме того, большим недостатком этого метода является отсутствие возможности регистрации визуальных наблюдений для их последующего анализа.

В работах [17, 34] метод визуальных наблюдений нашел дальнейшее развитие. Для регистрации результатов наблюдений использован способ скоростной киносъемки с последующим кадрковым анализом фильма. Анализ заключался в усреднении результатов по огромному числу кадров, что делает названный способ исследования чрезвычайно трудоемким. Однако и этот модифицированный метод не позволяет получить достаточно достоверной информации по причине значительных флуктуаций скорости частиц в потоке зернистой среды.

С целью облегчения обработки информации С. Сэвидж [17] использовал установку для визуального наблюдения, состоящую из двух волоконно-оптических зондов, расположенных на небольшом расстоянии друг от друга в направлении потока. Однако такое использование зондов позволяет измерять лишь некоторые локальные значения скорости частиц в приграничной зоне потока. Метод не позволяет получить достаточно надежные и достоверные экспериментальные данные по динамике гравитационного потока в целом. Ишида М. и Ширай Т. [37]

при проведении экспериментальных исследований измеряли профили скорости сферических частиц в стеклянном желобе с гладкими боковыми стенками и шероховатым дном с помощью волоконно-оптических зондов. В отличие от экспериментов Сэвиджа [17], рассмотренных выше, зонды располагались не на боковых стенках, а на центральной линии желоба. Такое расположение зондов позволяет избежать проблемы связанной с пристенными пограничными эффектами, заменяя их аналогичными проблемами у основания слоя. Вследствие не менее сложных граничных условий у основания слоя получить достоверную информацию о параметрах течения по высоте слоя потока с использованием рассматриваемого метода достаточно проблематично.

Простотой эксперимента и достаточно высокой точностью отличается метод исследования динамики быстрых гравитационных течений, основанный на анализе фазы свободного падения частиц [33, 39]. Реализация данного метода, кроме того, обеспечивает благоприятные условия для проведения анализа распределения компонентов зернистой среды по высоте потока, что очень важно для исследования закономерностей быстрого гравитационного течения в системах, чрезвычайно чувствительных к зондированию. Однако допущение о стабильности концентрации твердой фазы по высоте потока делает этот метод неприемлемым для изучения относительно тонких слоев материала.

Комплексную информацию о динамике течения зернистых сред позволяет получить экспериментально-аналитический метод [60], также базирующийся на анализе фазы свободного падения частиц, покидающих порог ссыпания гравитационного ската. Метод реализуется с использованием экспериментальной установки (рис. 1.1), состоящей из наклонного канала 1 прямоугольного сечения и кюветы 3, разделенной перегородками 4 на ячейки. Кювета, предназначенная для сбора вылетающих из канала частиц, устанавливается по отвесу на некотором расстоянии от порога ссыпания. Для регулирования толщины и длины скатывающегося слоя зернистого материала в канале закреплена с возможностью смещения ограничительная планка 2. На дне канала расположена шероховатая пластина, имеющая шероховатость, равную половине диаметра частиц исследуемого материала, для обеспечения условия прилипания частиц.

Экспериментальная часть метода [60] заключается в дозировании зернистого материала в режиме установившегося гравитационного течения по наклонному каналу и сборе материала в кювету с ячейками. После заполнения ячеек кюветы в течение определенного времени содержимое ячеек взвешивается и по результатам взвешивания определяется функция распределения массы материала $G(x_1)$ в направлении оси $0x_1$ (рис. 1.1).

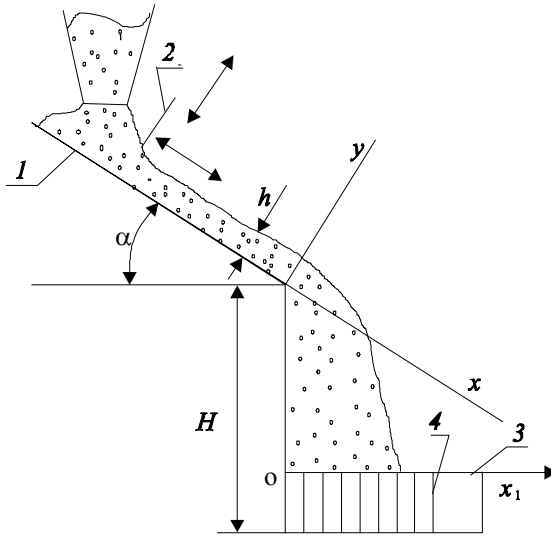


Рис. 1.1. Схема установки для реализации экспериментально-аналитического метода измерения профилей скорости и порозности в гравитационном потоке зернистого материала

Кроме того, в соответствии с этим методом определяются следующие экспериментальные данные: высота слоя h на пороге ссыпания, время ссыпания t , расстояние H между порогом ссыпания и кюветой и угол наклона канала α (рис. 1.1).

Аналитическая часть метода заключается в определении профилей скорости $u(y)$ и порозности $\varepsilon(y)$ в слое частиц с учетом взаимосвязи между локальными значениями $\varepsilon(y)$, скорости сдвига du/dy , модуля скорости $u(y)$ и распределением частиц по горизонтальной координате $G(x_1)$.

Уравнения, связывающие модуль скорости $u(y)$ и порозность слоя $\varepsilon(y)$ в быстром гравитационном потоке зернистого материала на шероховатом скате, формулируются следующим образом:

$$|\bar{u}| = \frac{x_1 - y \sin \alpha}{\cos \alpha \sqrt{(H + y \cos \alpha - (x_1 - y \sin \alpha) \operatorname{tg} \alpha) 2 / g}}; \quad (1.27)$$

$$u(y, x_1) \rho_n(y) = G(x_1). \quad (1.28)$$

Однако применение полученных уравнений в каждом конкретном случае требует соответствующего обоснования. Это связано с тем, что неоднородность слоя может быть очень велика, особенно в тонких слоях при быстром сдвиге зернистой среды. Для получения более корректного результата необходимо знать зависимость $\rho_n(y)$.

Из теории быстрых движений гранулированных сред известно, что мгновенная скорость частицы представляет собой сумму трех компонент: флуктуирующей, поступательной (осредненной) и вращательной. В соответствии с теорией быстрых сдвиговых движений гранулированных сред флуктуирующая составляющая скорости играет определяющую роль. В связи с этим некоторые авторы [31, 61] применили хорошо разработанную кинетическую теорию плотных газов при решении задач быстрого сдвигового течения и получили удовлетворительные результаты.

Для определения функции распределения плотности сдвигового потока по толщине скатывающегося слоя используют гипотезу [62] об аналогии между дилатансией потока $\bar{\epsilon}$, гидростатическим давлением P , «температурой» гранулированной среды ϑ [50] и соответствующими параметрами состояния идеального газа. В соответствии с принятой аналогией записывают взаимосвязь между перечисленными характеристиками сдвигового потока в форме известного закона состояния идеального газа (Клапейрона–Менделеева):

$$p(y)\bar{\epsilon}(y) = \psi\vartheta, \quad (1.29)$$

где ψ – коэффициент, зависящий от физико-механических свойств частиц.

«Температуру» гранулированной среды определяют как

$$\vartheta = \frac{\pi}{12}gd^3\rho(V')^2. \quad (1.30)$$

Значение флуктуирующей составляющей скорости частицы выражают как [60]

$$V' = \chi \left(\frac{du}{dy} \right)^2, \quad (1.31)$$

где χ – коэффициент, определяемый в зависимости от физико-механических свойств частиц и межчастичной среды.

Аналог гидростатического давления выражают в следующей интегральной форме:

$$p(y) = \int_{h-y}^h \rho_n(y)g \cos \alpha dy. \quad (1.32)$$

В качестве аналога удельного объема идеального газа принимают удельное приращение свободного объема движущегося слоя, происходящее вследствие его дилатансии

$$\bar{\varepsilon}(y) = \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{1 - \varepsilon}, \quad (1.33)$$

где ε_0 – порозность плотной упаковки.

Уравнения (1.27) – (1.29) образуют замкнутую систему относительно функций $u(y)$, $y(x_1)$, $\varepsilon(y)$, $p(y)$. В результате решения системы уравнений методом последовательных приближений получают профили скорости $u(y)$ и профили порозности $\varepsilon(y)$.

Рассмотренный экспериментально-аналитический метод, однако, имеет и недостатки. Во-первых, точность и статическая однородность результатов исследования с его использованием существенно зависят, в частности, от точности измерения высоты слоя гравитационного потока. Поскольку имеет место хаотическое «расплескивающееся» течение в верхних областях потока и случайный выброс отдельных частиц у открытой поверхности слоя, визуальное определение высоты слоя имеет произвольный характер и вносит значительную погрешность в получаемые результаты.

Особое место в ряду известных методов исследования быстрых гравитационных потоков занимают методы, основанные на использовании различного рода проникающих излучений. Так, например, параметры сдвигового течения можно исследовать с помощью емкостных датчиков [63, 64]. Однако данный метод исследования позволяет получить только интегральные характеристики движущегося потока. Измерение локальных характеристик (зачастую наиболее ценные для описания структуры потока) с помощью емкостных датчиков представляется весьма затруднительным.

Локальные характеристики гравитационных потоков сыпучих материалов можно определить с помощью лазерного, рентгеновского, ультразвукового и СВЧ-излучения. Методы, основанные на использовании различного рода излучений, делят на две группы: 1) методы измерения параметров специальных образцов; 2) методы измерения параметров и свойств веществ в непрерывных технологических потоках.

В аспекте настоящей работы нас интересуют исключительно методы второй группы, когда для определения параметров веществ чаще всего используется измерение ослабления или набега фазы при прохождении излученных передающей антенной волн через объем веществ. Это может быть реализовано, например, путем непрерывного протягивания через соответствующий измеритель исследуемого материала,

изготовленного в виде ленты [65]. В ряде случаев при реализации методов второй группы параметры вещества можно определить и по коэффициенту отражения волн [66].

В работе [67] авторы использовали томографические измерения γ -лучами течения бинарной смеси при ее выгрузке из бункера с помощью лучевого сканера. При этом эксперименты основывались на регистрации изменения интенсивности потока γ -лучей при прохождении через слой частиц. Исследование заключалось в получении профилей распределения крупных и мелких частиц на различных уровнях по высоте бункера. Однако сами авторы работы [67] отмечают чрезвычайную сложность экспериментального исследования микроструктуры дисперсной среды.

Авторы работы [68] предложили метод непрерывного контроля параметров потока сыпучего материала, основанный на пропускании поперек слоя материала импульсного ультразвукового луча и регистрации его ослабления после прохождении слоя, что наиболее подходит для исследования параметров разреженных потоков сыпучих материалов (например, в процессе их пневмотранспортирования). При исследовании движущихся гравитационных потоков, характеризующихся более высокими значениями концентрации твердой фазы, разрешающая способность ультразвукового луча недостаточна вследствие отражения или преломления луча в плотном потоке. Кроме того, данный метод позволяет получать только интегральные характеристики движущегося потока сыпучих материалов, что также существенно снижает его практическую ценность.

Метод ультразвуковой томографии для изучения структуры сыпучих материалов развит в работе [69]. Однако авторы также не сумели преодолеть вышеперечисленных недостатков данного метода. В работах [70 – 72] для определения свойств жидких потоков и пористых структур плотных слоев был использован магнитно-резонансный объемно сканирующий метод. Кроме S -лучевого поглощения в работе [73] применена томография полного сопротивления для изучения распределения вещества в вертикальном трехфазном течении.

Манн Р. [74, 75] исследовал процесс смешивания с помощью томографии электрического сопротивления. В работах [76 – 80] анализируется возможность применения томографии электрического сопротивления (или полного сопротивления) (ERT) и томографии электрического сопротивления (ЕСТ) для исследования параметров движущихся потоков сыпучих материалов. Все перечисленные методы экспериментального исследования, базирующиеся на использовании различных видов томографии сопротивления, так же, как и ранее рас-

смотренные, не позволяют определять локальные характеристики гравитационных потоков сыпучих материалов.

В последние годы все более широкое применение как для технических целей, так и в исследовательской практике находит компьютерно-томографический метод. Так, в работе [81] применен этот метод при изучении нефтяных и газовых месторождений. В работе [82] впервые была использована рентгеновская томография для измерения концентрации твердых частиц в газовых (жидких) системах. Мартин М. [83] применил этот метод для исследования поперечного распределения твердой фазы в циркулирующем жидкостном потоке. Честер А. [84] с помощью указанного метода изучал динамику процесса смешивания твердых частиц в двухконусных смесителях.

Значительный интерес представляют компьютерно-томографические измерения гравитационных течений, проведенные в работе [85]. С помощью рентгеновской компьютерной томографии получены цифровые изображения гравитационного потока сыпучего материала, вытекающего из бункера. Экспериментальная установка позволяет либо получать единичные изображения поперечного сечения изучаемого объекта, либо проводить сканирование по толщине движущегося слоя. В результате обработки экспериментальных данных получены гистограммы величин пиксельной яркости, минимального, максимального и среднего значений плотности излучения, а также его стандартные отклонения.

Все полученные в анализируемой работе [85] результаты имеют качественный характер, что несколько снижает их ценность. Кроме того, следует отметить уникальность, сложность и высокую стоимость используемого экспериментального оборудования.

Проведенный анализ существующих экспериментальных методов и установок для исследования динамики быстрых сдвиговых гравитационных потоков зернистых материалов показывает целесообразность применения в исследовательской практике беззондовых методов. Однако большинство известных беззондовых методов не позволяют получить надежных и достоверных данных о параметрах гравитационного потока зернистой среды, другие же требуют для их реализации применения уникального дорогостоящего оборудования. Так, например, визуальные методы позволяют получить информацию о структуре потока только в непосредственной близости к боковым стенкам канала. Методы, основанные на анализе фазы свободного падения частиц, предполагают использование постулатов, касающихся взаимосвязи структурных и кинематических параметров сдвигового потока. При этом очевидно остается необходимость прямой экспериментальной проверки адекватности, принятых в постулате допущений. Методы, основанные

на использовании различных видов излучений, позволяют достаточно надежно контролировать интегральные характеристики потока зернистой среды. При определении же микроструктурных характеристик некоторого ближнего порядка сопряжения частиц возникают значительные технические трудности, для преодоления которых требуется сложное дорогостоящее оборудование. Вместе с тем, представляется возможным заключить, что использование проникающих излучений является одним из наиболее надежных способов обеспечения достоверной экспериментальной базы для изучения динамики быстрых гравитационных течений.

1.3.2. Экспериментальное и аналитическое исследование эффектов взаимодействия неоднородных частиц при сдвиговых деформациях зернистых сред

Сдвиговые течения зернистых материалов характеризуются значительными эффектами взаимодействия частиц (поперечный массоперенос, перемешивание и сегрегация), которые наблюдаются при камнепадах, селях, подводных течениях камней, образовании насыпей, обвалов, заполнении бункеров, при течении в каналах, течках, вращающихся трубах, барабанах, перемещении рабочих органов машин и т.д.

Перемешивание как технологическая операция используется для интенсификации тепломассообменных процессов и организации процесса смешивания. Технологической целью процесса смешивания является получение смеси с равномерным распределением каждого компонента в любом участке объема. Для интенсивного смешивания компонентам надо сообщить такие движения, чтобы их траектории имели возможно большее число пересечений и встречных движений. При этом движение микрообъемов и частиц могут быть поступательными, вращательными и совмещенными.

В процессе сегрегации происходит увеличение неоднородности смесей вследствие отдаления и концентрирования частиц, сходных между собой по какому-либо признаку, в определенном объеме потока. Практически каждый технологический процесс переработки сыпучего материала или связанные с ним вспомогательные операции создают условия, благоприятные для протекания сегрегации. Сегрегация может оказывать существенное влияние на динамику течения зернистых сред, кинетику технологических процессов и качество продукта и поэтому интерес к изучению процессов сегрегации в последние годы заметно повысился [2, 26, 27, 29, 60, 86 – 128].

В соответствии с тем, что в механике зернистых сред известно два режима течения сыпучих материалов с существенно различными

механизмами взаимодействия частиц, в настоящем параграфе рассмотрено математическое описание эффектов перемешивания и сегрегации применительно к этим режимам. Следует отметить, что при математическом описании быстрых сдвиговых потоков зернистых сред накоплен значительный опыт и получены достаточно значимые результаты [26 – 28, 129].

В связи со сложностью и многообразием механизмов сегрегации [88] детерминированное математическое описание этого процесса чрезвычайно затруднено. Практически ни один из механизмов, за исключением, пожалуй, механизма проникания [93, 130], не доведен до математического описания. Однако механизм проникания не позволяет прогнозировать процесс сегрегации в подавляющем большинстве практически важных случаев [98]. По этой причине для описания сегрегации в зернистых средах широко используются аппараты математической статистики и теории вероятностей.

Так, в работе [91] классификация рассмотрена как стохастический процесс, протекающий в зоне сегрегации при прохождении через нее полидисперсной смеси частиц. На основе стохастической модели процесса получены формулы, характеризующие зависимость распределений частиц выделенных фракций от параметров распределения частиц исходной смеси и от параметров нечетных табличных функций нормального закона распределения случайных величин.

Показано, что граничный размер частиц, который должен задаваться детерминированными параметрами потока, соответствует решению функций нормированных плотностей распределения частиц.

В работе [131] развита имитационная динамическая модель процесса сепарации в виброкипящем слое. Модель базируется на дифференциальном уравнении стохастического процесса Фоккера–Планка, которое учитывает влияние сноса и диффузии частиц на их сегрегацию в слое. Рабочий объем рассмотрен как совокупность локальных зон сепарации. Элементарные процессы смоделированы как переходы частиц из одной локальной зоны в другую. Интенсивность и направление сегрегации задаются путем ранжирования частиц, т.е. каждой частице присваивается свой ранг, согласно которому происходит ее перемещение между локальными зонами. В результате решения имитационной динамической модели на ЭВМ получают функции распределения параметров процесса по локальным зонам сепарации.

Ранее авторы работ [93, 132] предложили, практически, подобные методы моделирования процесса смешивания (сегрегации) сыпучих материалов на скате и в поперечном сечении гладкого вращающегося барабана. Разработанный метод предполагает деление засыпки циркулирующего в барабане сыпучего материала на подслои с определен-

ным количеством элементарных объемов в каждом подслое. При этом полагают, что за один цикл вращения частицы вокруг центра циркуляции она может перейти только в близлежащий элементарный объем одного из соседних подслоев. Состояние системы (распределение целевого компонента в засыпке) оценивается как вероятность нахождения ключевого компонента в элементарном объеме после каждого возможного перехода с использованием вектора состояния. Значения вектора состояния $E(m)$ после некоторого i -го перехода определяют, используя соотношения:

$$\begin{aligned} E(1) &= E(0)P_1; \\ E(2) &= E(1)P_2; \\ E(m) &= E(m-1)P_m, \end{aligned} \tag{1.34}$$

где $E(0)$ – вектор начального состояния системы; P_m – матрица переходных вероятностей, соответствующих m_i переходу.

Для рассматриваемого этапа процесса матрицу переходных вероятностей представляют в виде

$$\begin{pmatrix} P_{11} & P_{12} & P_{13} & \dots & P_{1k} \\ P_{21} & P_{22} & P_{23} & \dots & P_{2k} \\ P_{31} & P_{32} & P_{33} & \dots & P_{3k} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ P_{k1} & P_{k2} & P_{k3} & \dots & P_{kk} \end{pmatrix}, \tag{1.35}$$

где 1, 2, 3, ..., i, j , ..., k – номера элементарных объемов при общем их числе k ; P_{ij} , P_{ji} – вероятности того, что за один элементарный переход системы из одного состояния в другое частица ключевого компонента соответственно останется в i -м объеме и перейдет из i -го объема в j -й.

Вероятность перехода частиц ключевого компонента при этом определяют в зависимости от соотношения характерных параметров (плотности или размера) частиц основного и целевого компонента в элементарном объеме.

Еще один частный случай сегрегации проанализирован Сэвиджем [130], который предложил модель кинетики спонтанного проникания однородной неподвижной зернистой среды мелкими частицами, инициируемого исключительно силой гравитации. Такой случай сегрегации возможен только при большой разнице размеров частиц при условии, что соотношение их диаметров больше, чем 1:6,5.

При допущении отсутствия взаимодействия частиц с межчастичной средой в работе [130] установлена взаимосвязь между распределением проникающих частиц по времени пребывания в неподвижном

слое и рассеянием этих частиц в поперечном направлении. При этом скорость проникания принималась постоянной в предположении достаточно большой величины проникаемого слоя. В результате анализа получены выражения для определения чисел Пекле для процессов поперечного Pe_e и аксиального Pe_u рассеяния частиц слоя высотой h в виде

$$Pe_e = \frac{2Dh}{\langle y^2 \rangle}; \quad (1.36)$$

$$Pe_u = \frac{2D}{h} \frac{\langle \tau \rangle^2}{[\langle \tau^2 \rangle - \langle \tau \rangle^2]}, \quad (1.37)$$

где D – тензор диффузии; $\langle y^2 \rangle$ – математическое ожидание квадрата поперечного перемещения проникающей частицы на выходе из плотного слоя; $[\langle \tau^2 \rangle - \langle \tau \rangle^2]$ – дисперсия распределения по времени пребывания частиц.

Для практического исследования уравнений (1.36)–(1.37) необходима экспериментальная информация по скорости проникания в виде зависимости от физико-механических свойств мелких и крупных частиц и порозности неподвижного слоя. Однако очевидно, что подобного рода информация во многих случаях является уникальной и труднодоступной.

Rose [133] предложил формулировать кинетический закон сегрегации в связи с изменением индекса смешения M в результате протекания процесса

$$\frac{dM}{dt} = -k_s \hat{O}, \quad (1.38)$$

где t – время пребывания частиц в плотном слое потока.

При этом интенсивность процесса сегрегации предполагается пропорциональной коэффициенту скорости k_s и потенциалу \hat{O} сегрегации. В свою очередь, потенциал сегрегации определяется как функция индекса смешивания:

$$\hat{O} = \pm \sqrt{1 - M}, \quad (1.39)$$

где M – индекс смешивания, зависящий от изменения стандартного (среднего квадратичного) отклонения концентрации целевого компонента в процессе перераспределения компонентов смеси.

Индекс смешивания вычисляется как относительное изменение величины стандартного отклонения σ распределения целевого компонента в смеси

$$M = 1 - \frac{\sigma}{\sigma_0}, \quad (1.40)$$

где σ_0 – стандарт некоторого начального распределения целевого компонента.

Прогностические свойства этой модели чрезвычайно низки вследствие недостаточно корректной взаимосвязи между индексом смешивания и интенсивностью сегрегации. В предложенной модели регламентируется, что индекс смешивания для идеальной смеси стремится к единице ($M \rightarrow 1$), вследствие чего потенциал сегрегации становится близким к нулю, что находится в явном противоречии с физической природой процесса. Кроме того, кинетические параметры модели не отражают влияние физико-механических свойств частиц среды на скорость процесса, что практически лишает предложенную модель необходимых прогностических свойств.

Микроструктурный подход целесообразен для описания сегрегации в движущихся слоях небольшой глубины, а также в быстрых сдвиговых течениях, когда адекватное моделирование процесса без учета взаимодействия частиц на «микроуровне» весьма проблематично [130]. При таком подходе рассматривается блок частиц конечного размера, например, в виде твердых неэластичных сфер и определяются закономерности, характеризующие его поведение как целого. Данный подход был использован авторами [134] для определения параметров быстрого гравитационного течения.

В работе [94] сегрегация рассмотрена как квазидиффузионный процесс, основным кинетическим параметром которого является коэффициент квазидиффузии $D_{\text{диф}}$, который определяет количество частиц, проникающих в слое через единицу площади в единицу времени при градиенте концентрации, равном единице. Значение коэффициента предложено выразить зависимостью

$$D_{\text{диф}} = \frac{b_0}{2} \Theta e^{-k\Theta}, \quad (1.41)$$

где b_0 , k – коэффициенты, зависящие от физико-механических свойств частиц; Θ – безразмерный параметр, равный отношению действительной и некоторой расчетной относительных скоростей соседних частиц, причем последняя определена на основе закона свободно падающего тела.

Предложенная кинетическая модель сегрегации [94] также характеризуется чрезвычайно низкими прогностическими свойствами, поскольку не отражает зависимости кинетического параметра ни от концентрации целевых частиц, ни от порозности слоя и свойств частиц. Кроме того, представляется полностью некорректным утверждение о сегрегации как о квазидиффузионном процессе, поскольку эти процессы характеризуются прямо противоположной термодинамической сущностью. Один из процессов сопровождается увеличением энтропии (квазидиффузия), а другой – ее уменьшением (сегрегация). В соответствии с квазидиффузионной моделью поток целевого компонента отсутствует, если градиент концентрации целевых частиц равен нулю. Однако на практике в этом случае имеет место максимальная величина потока сегрегации.

Чаще всего в исследовательской практике кинетические модели процесса сегрегации разрабатываются на основе механизма межчастичного проникания. Значительные успехи в описании процесса достигнуты авторами работ [26, 60, 86, 100, 106, 108, 111 – 119, 121 – 124, 129, 135], в которых рассматриваются различные механизмы сегрегации, обусловленные как локальной, так и пространственной неоднородностью дисперсной среды.

В работах [26, 27, 60, 86, 104 – 106, 108, 115 – 118, 121 – 124, 130, 137] проведены исследования, направленные на разработку общей модели сегрегации в сдвиговом потоке зернистого материала. Исследования базируются на основных положениях диффузионной кинетики, теории быстрых сдвиговых течений зернистых сред, использовании аналогии с динамикой плотного газа с применением общекинетических закономерностей процессов химической технологии.

Уравнение динамики сегрегации сформулировано, исходя из условия, что распределение частиц целевого компонента $c(t, x, y, z)$ в движущейся неоднородной зернистой среде является результатом сопряжения составляющих потоков конвекционного переноса, перемешивания и сегрегации и записано в форме общего уравнения переноса субстанции:

$$\frac{dc}{dt} + \text{div}(uc) = -\text{div}(\bar{j}_m) - \text{div}(\bar{j}_s), \quad (1.42)$$

где \bar{j}_m, \bar{j}_s – потоки перемешивания и сегрегации, являющиеся функциями координат и времени.

С учетом энтропийной природы потока перемешивания \bar{j}_m его величина выражена [60] по аналогии с потоком квазидиффузионного перемешивания целевого компонента

$$\bar{j}_m = -\rho_n D_{\text{диф}} \text{grad}c. \quad (1.43)$$

Составляющие потока сегрегации определены, исходя из постулата о том, что их величина пропорциональна степени неоднородности зернистой среды.

Экспериментальные и аналитические исследования сегрегации в сдвиговых потоках [105] позволили выявить три основных аспекта неоднородности:

1) неоднородность физико-механических свойств, размера и формы частиц зернистой среды;

2) неоднородность среды, обусловленную примесью одного компонента к другому;

3) неоднородность свойств среды по ее объему вследствие неоднородного пространственного распределения компонентов и концентрации твердой фазы.

Следует отметить, что первые два аспекта являются отражением локальной неоднородности среды, а третий – ее пространственной неоднородности. С учетом этого поток сегрегации \bar{j}_s представлен как сумма потоков, обусловленных локальной \bar{j}_l и пространственной \bar{j}_{sp} неоднородностью среды:

$$\bar{j}_s = \bar{j}_l + \bar{j}_{sp}, \quad (1.44)$$

Величины потоков сегрегации в уравнении (1.44) выражены в форме общего кинетического уравнения процессов химической технологии, как произведение коэффициента скорости процесса k на движущую силу Δ .

При формулировании закона сегрегации вследствие локальной неоднородности среды с учетом результатов всесторонней проверки его на адекватность установлено [26], что степень неоднородности свойств частиц с учетом условий их взаимодействия (скорости сдвига, порозности среды, концентрации смеси) определяет интенсивность встречных потоков неоднородных частиц, т.е. движущую силу Δ процесса. В соответствии с закономерностями механизма сдвигового точного разделения частиц [106] движущая сила процесса выражена в виде параметра неоднородности ΔM , представляющего собой избыточную сумму моментов сил, действующих на контрольную частицу относительно некоторой мгновенной оси ее вращения:

$$\Delta M = M - M_0, \quad (1.45)$$

где $M = M_G + M_F + M_C$ – сумма моментов сил тяжести, трения и ударных импульсов, действующих на контрольную частицу в реальном потоке; M_0 – аналогичная сумма моментов, действующих на частицу в условно однородной среде.

В итоге поток сегрегации, обусловленный локальной неоднородностью среды, представлен в виде

$$\bar{j}_c = K\rho_n\Delta Mc. \quad (1.46)$$

При формулировке закона сегрегации вследствие пространственной неоднородности среды в качестве движущей силы процесса использован [116] показатель пространственной неоднородности в виде темпа пространственного изменения среднего расстояния между частицами. Соответственно поток сегрегации, обусловленный пространственной неоднородностью среды (миграции), записывается в виде

$$\bar{j}_m = \rho_n c D_m \frac{1}{s} \text{grads}, \quad (1.47)$$

где D_m – коэффициент миграции частиц, зависящий от степени неоднородности их физико-механических свойств [116].

В итоге общее уравнение динамики сегрегации представлено в виде [2]

$$\frac{d(c\rho_n)}{d\tau} + \text{div}(uc\rho_n) = -\text{div}\left[\rho_n\left(-D_{\text{диф}}\text{grad}c + D_S c \frac{l}{s} \text{grads} + kc\Delta M\right)\right]. \quad (1.48)$$

Уравнение (1.48) использовано [60, 105–106, 113 – 118, 121 – 123] для исследования динамики сегрегации при быстром гравитационном течении несвязных, неэластичных и негладких сферических частиц, сопровождающегося интенсивной сегрегацией. В подобного рода потоках частицы помимо поступательной скорости движения в направлении сдвига приобретают распределенную в пространстве компоненту скорости хаотических перемещений (скорости флуктуаций) V' , модуль которой имеет тот же порядок, что и модуль относительной скорости поступательного перемещения частиц.

Уравнение динамики сегрегации для двухмерного установившегося гравитационного течения, которое существует при углах ската, близких углу естественного откоса [21], получают из уравнения (1.48), пренебрегая квазидиффузией частиц в направлении ската и выражая конвекционный их поток в том же направлении через осредненную скорость $u(y)$ поступательного движения среды:

$$\frac{d(c\rho_n)}{dt} = -\frac{d(uc\rho_n)}{dx} + \frac{d}{dy}\left[\rho_n\left(D_{\text{диф}}\frac{dc}{dy} - D_m\frac{d\ln s}{dy}c - kc\Delta M\right)\right]. \quad (1.49)$$

Граничные условия для уравнения (1.49) сформулированы из условия отсутствия поперечных материальных потоков на верхней и нижней границах движущегося слоя частиц. Начальное условие задано как $c(0, x, y) = c_0$.

Для описания процессов сегрегации и смешивания твердых частиц при такого рода течениях весьма плодотворным оказалось использование формальной аналогии между зернистой средой при быстром сдвиге и плотным газом [60, 115]. На базе основных закономерностей молекулярно-кинетической теории газов и с учетом физико-механических свойств дисперсной среды (коэффициентов трения и восстановления при столкновении частиц, различия их плотностей и размеров, а также вязкости и плотности межчастичной среды) получены выражения для аналитического расчета кинетического коэффициента $D_{\text{диф}}$, а также движущей силы процесса сдвигового поточного разделения ΔM , которые входят в уравнение динамики сегрегации (1.49).

Значение параметра неоднородности ΔM – движущей силы сдвигового поточного разделения – вычисляется путем микроструктурного анализа соответствующего механизма взаимодействия частиц [26]. Авторы предположили, что поперечные перемещения частиц в гравитационном потоке сопровождаются образованием агрегатов, которые инициируют эти перемещения. Условия взаимодействия частиц при переходе из слоя в слой, по их мнению, предполагают образование опорных контактов контрольной частицы с агрегатом частиц, через которые проходит мгновенная ось ее вращения $O'O''$ (рис. 1.2 и 1.3). Наиболее вероятное направление перемещения контрольной частицы B будет определяться балансом моментов сил, действующих на нее относительно мгновенной оси вращения. При этом учтены силы, возникающие в системе контактирующих тел от ударных импульсов, тягести и трения.

Результирующие моменты сил ударных импульсов и трения от взаимодействия контрольной частицы B с частицами i -го слоя получены путем интегрирования соответствующих значений по дуге L , длина которой равна $\pi\sqrt{R^2 - y_i^2}$ в следующем виде:

$$M_i^y = \frac{S_0^i f_1}{\pi\sqrt{R^2 - y_i^2}} \int \left[\left(\frac{x}{R} \right)^2 \delta_y^i - \left(\frac{xy}{R^2} \right) \delta_x^i \right] dl = \frac{S_0^i f_1}{\pi} \left(\frac{\pi}{2} c \cos^2 \Theta_i - a \sin 2\Theta_i \right); \quad (1.50)$$

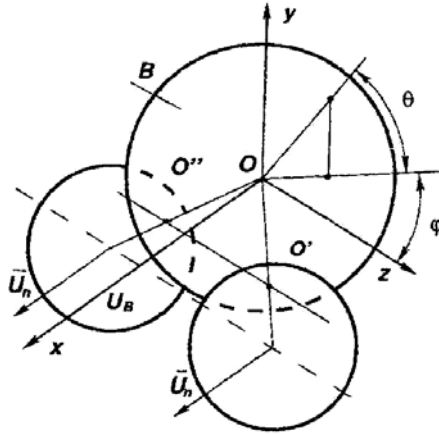


Рис. 1.2. Схема образования опорного контакта с мгновенной осью вращения $O'O''$

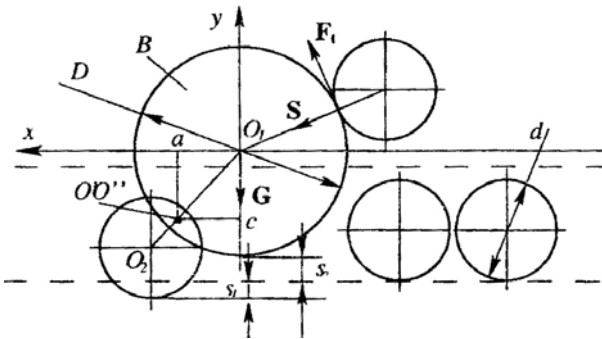


Рис. 1.3. К расчету параметров взаимодействия в системе контактирующих тел

$$M_i^T = \int \frac{\mu S_0^i f_i}{R^2 \pi \sqrt{R^2 - y_i^2}} \left[x \sqrt{R^2 - x^2} \delta_y^i + \frac{x^2 y}{\sqrt{R^2 - x^2}} \delta_x^i \right] dl = \mu S_0^i f_i \pi^{-1} \times$$

$$\times \left(c \cos \Theta_i + 2a \sin \Theta_i [K(\cos \Theta_i) - E(\cos \Theta_i)] + \right.$$

$$\left. + [0,5c \sin^2 \Theta_i + y_i] \ln \left[\frac{1 + \cos \Theta_i}{1 - \cos \Theta_i} \right] \right),$$

где $\begin{cases} \delta_x^i = a + R \cos \Theta_i \cos \varphi; \\ k(\cos \Theta_i); E(\cos \Theta_i) \end{cases}$ $\delta_i = c + y_i$; – эллиптические интегралы первого и второго рода;

$$y_i = \frac{\left((0,5 + ib)d - \left(\frac{D}{2} \right) - s \right) D}{D + d}, \quad i = 1, 2, \dots, n_2,$$

$n_2 = (D + s) / bd$; μ – коэффициент трения; S_0 – импульс лобового удара; a, c – координаты мгновенной оси вращения.

Соответствующий момент силы тяжести записан в виде

$$M_G = \frac{\pi D^3}{6} \rho_D g \frac{D \sqrt{(D+d)^2 - (d+s)^2}}{2(d+D)} \cos \left(\alpha + \arcsin \frac{D-d+4s}{\sqrt{(D+d)^2 - (d+s)^2}} \right). \quad (1.52)$$

Сумма моментов сил тяжести, трения и ударных импульсов:

$$M = M_G + \sum_{i=1}^{n_2} (M_i^C + M_i^F). \quad (1.53)$$

Величина показателя неоднородности ΔM (1.45) определяет условно интенсивность и направление сегрегации в зависимости от важнейших характеристик среды и потока, таких как размеры и плотность частиц, коэффициенты трения и восстановления при ударе, скорость сдвига и порозность слоя.

С введением показателя неоднородности ΔM задача определения коэффициента сегрегации K_s значительно упрощается [28].

В соответствии с экспериментальным методом, предложенным в работе [28], коэффициент сегрегации K_s находят как отношение линейной скорости поперечного перемещения контрольной частицы к избыточному моменту в сдвиговом потоке однородной зернистой среды при постоянной скорости сдвига и порозности.

Коэффициент квазидиффузионного перемешивания частиц $D_{\text{диф}}$ определен в виде [60]

$$D_{\text{диф}} = \frac{1}{2} V's. \quad (1.54)$$

Таким образом, для моделирования динамики распределения частиц в сдвиговом потоке в соответствии с уравнением (1.48) используется единственный экспериментально определяемый коэффициент

сегрегации K_s , обусловленной локальной неоднородностью среды [2]. Коэффициенты квазидиффузионного перемешивания $D_{\text{диф}}$ и миграции D_m вычисляются аналитически для частиц, близких по форме к сферическим.

Разработанная модель характеризуется высокими прогностическими свойствами, что подтверждено результатами исследования динамики сегрегации при быстром гравитационном течении зернистых материалов. Однако, как отмечено выше, механизмы взаимодействия частиц двух известных режимов течения существенно различаются. Поэтому использовать рассмотренную модель для описания процесса сегрегации неоднородных частиц в режиме сдвиговых деформаций без дополнительных исследований не представляется возможным.

В работе [93] проведена оценка скорости проникания слоя частиц при сдвиговом его течении маленькой частицей с позиций статистической механики. Разработанная в указанной работе модель основывается на предположении о том, что частицы слоя совершают колебательные перемещения, имеющие случайные перемещения в пространстве. В соответствии с модельными представлениями проникновение частицы через слой происходит только в том случае, когда в результате случайных перемещений частиц слоя образуются свободные проходы, линейный размер которых оказывается достаточным для соответствующего перехода.

В результате анализа получено следующее выражение для расчета скорости проникания u_p мелкой частицы диаметром d_1 через слой крупных частиц диаметром d_2 :

$$\frac{u_p}{du/dy d_2} = k_g \exp \left[\frac{-(k_s d_1)}{(k_a d_2)} \right], \quad (1.55)$$

где du/dy – скорость сдвига; k_g , k_s , k_a – константы, зависящие от физико-механических свойств материала частиц.

Выражение (1.55) позволяет прогнозировать результаты, которые хорошо согласуются с экспериментальными данными, полученными с помощью простой ячейки сдвига [86]. Однако очевидным недостатком уравнения (1.55) являются ограниченные возможности его практического использования. Это связано с тем, что уравнение позволяет прогнозировать скорость проникания только для одиночных частиц, не отражая зависимость скорости от порозности слоя и физико-механических свойств частиц.

Таким образом, в результате проведенного анализа установлено, что в настоящее время не представляется возможным достаточно адекватно прогнозировать эффекты перемешивания и сегрегации частиц и

учитывать их влияние при организации процессов, связанных с переработкой сыпучих материалов, сопровождающихся сдвиговыми деформациями. Это связано с отсутствием достаточно адекватной и универсальной модели механизма взаимодействия частиц, различающихся по комплексу физико-механических свойств, в слое зернистого материала при сдвиговых деформациях, а также экспериментальными трудностями получения объекта исследования, адаптированного для исследования кинетики эффектов взаимодействия частиц в таких условиях.

До настоящего времени прямые измерения сдвиговых деформаций между отдельными частицами зернистой среды практически трудноосуществимы. Поэтому применяют только методы измерений, в которых контакт частиц моделируют с помощью взаимодействия частиц с подложкой из этого же материала. Наиболее распространенным видом исследования прочностных и реологических свойств зернистых материалов является измерение сопротивления сдвигу с помощью сдвиговых приборов [1, 86]. Основной принцип действия сдвиговых приборов заключается в плоскостном сдвиге. Сдвиговые приборы обычно представляют собой ячейку, состоящую из двух частей, с горизонтальной плоскостью разреза. При смещении частей ячейки, заполненной порошком, друг относительно друга в плоскости разреза возникает сдвиговое деформирование образца. В большинстве описанных устройств части ячеек смещаются по прямой линии. Такие устройства называют приборами линейного плоскостного сдвига. Для уплотнения порошка и обеспечения нормальной сжимающей нагрузки предусматривается специальная крышка или плунжер.

Чтобы обеспечить равномерное распределение сдвигающих напряжений по сечению образца, на поверхностях крышки и дна ячейки делают рифления, наклеивают наждачную бумагу или песок. С той же целью устанавливают поперечные перегородки из тонких пластин.

Наиболее широкое распространение получили методика и прибор, разработанные Э. Дженике [139], которые в наибольшей мере отвечают требованиям, предъявляемым к проведению сдвиговых испытаний порошков. Ячейка прибора (рис. 1.4) состоит из круглой чашки 7, установленной на раме 8, кольца 5 и крышки 4. Кольцо 5 свободно опирается на чашку. Дно чашки и нижняя поверхность крышки выполнены рифлеными для увеличения сцепления с порошком 6. На крышке имеется кронштейн 3 со штифтом 2, который опирается на кольцо. Кронштейн со штифтом служат для передачи сдвигающего усилия от штока 1 как на крышку, так и на кольцо. Это обеспечивает достаточно равномерное распределение сдвигающих напряжений по объему образца.

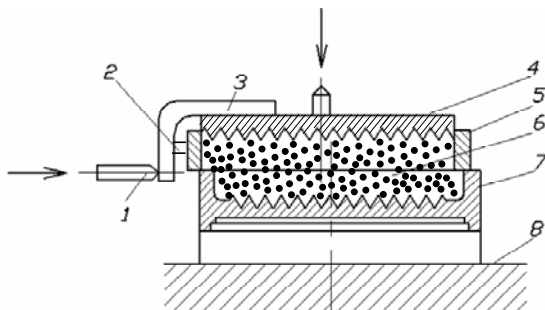


Рис. 1.4. Ячейка сдвигового прибора Дженике

Нагружающий шток *1* расположен в плоскости разъема ячейки. На крышку *4* с помощью скобы навешивают груз, который обеспечивает заданную нормальную сжимающую нагрузку. Прибор снабжен электропневматическим устройством, которое обеспечивает перемещение подвижной части ячейки со скоростью $1,5 \cdot 10^{-5}$ м·с⁻¹. Значения усилия, необходимого для достижения такой скорости сдвигового деформирования образца, непрерывно регистрируются самописцем.

Основным недостатком прибора Дженике и всех других приборов линейного плоскостного сдвига является невозможность определения размеров и формы зоны сдвига.

Данные недостатки исключены в приборах, которые основаны на методах кольцевого и простого сдвига.

Основным преимуществом приборов кольцевого сдвига по сравнению с приборами линейного сдвига является неограниченность сдвигового деформирования образца по длине. Вследствие этого упрощается процедура приготовления образца и возможно проведение многократных измерений на одной и той же пробе. Кроме того, полученные с помощью приборов кольцевого сдвига результаты характеризуются более высокой воспроизводимостью по сравнению с результатами, полученными прибором Дженике.

Прибор кольцевого сдвига (рис. 1.5) состоит из кольцевого желоба *2* и входящей в него кольцевой колодки *4*. Для обеспечения соосности колодки и желоб зафиксированы на одном шпинделе. Колодка имеет снизу выемку, разделенную на секции вертикальными пластинами. На дне желоба закреплена грубозернистая наждачная бумага. Края колодки срезаны под углом 15° , чтобы исключить забивание зазора уплотненным материалом, и заострены. Перегородки также имеют заостренные снизу края. Между краями колодки и стенками желоба

имеется зазор 1 мм. Внешний и внутренний радиусы желоба составляют соответственно 150 и 250 мм. Нормальная нагрузка передается на образец порошка 3 путем установки груза 6 на колодку 4. В случае, когда требуется малая сжимающая нагрузка, используют противовес 5, соединенный с колодкой с помощью нити и блоков. Желоб приводится во вращение электродвигателем 1 со скоростью 1...1,5 об/мин. Колодка удерживается неподвижно, при этом непрерывно регистрируется сила, необходимая для удержания колодки. В качестве силоизмерителя 7 используют калиброванные упругие элементы с датчиками перемещения. Калибровку осуществляют непосредственно на приборе с помощью грузов и нити, перекинутой через блок. Для большей точности применяют два силоизмерителя, установленных диаметрально противоположно [140]. По величине момента сил, действующих на колодку, и внутреннему и внешнему радиусам колодки находят величину напряжений сдвига.

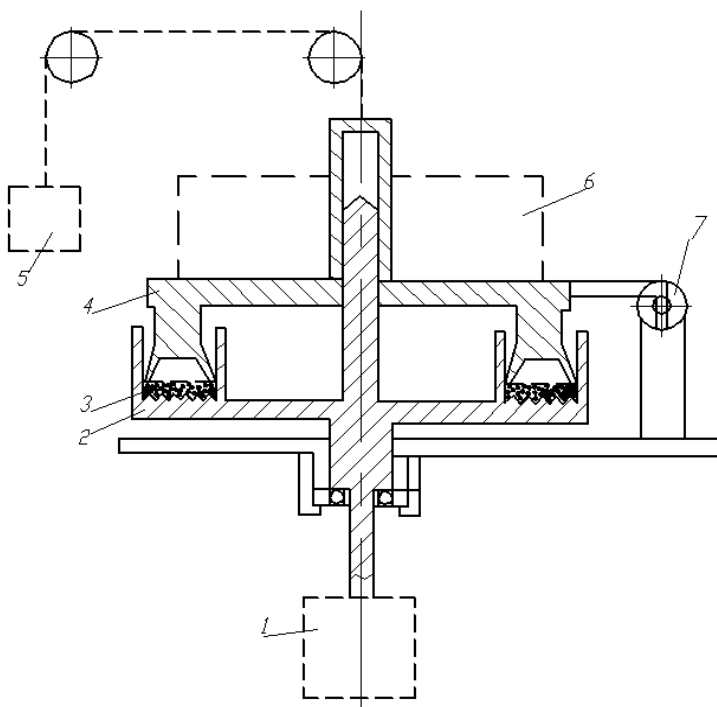


Рис. 1.5. Прибор кольцевого сдвига

Таким образом, кольцевые сдвиговые ячейки более предпочтительны при изучении влияния различных факторов на течение зернистых материалов, а также механизма сдвиговой деформации. В сравнении с приборами линейного сдвига они характеризуются возможностью измерений в широком интервале нормальной нагрузки, более высокой воспроизводимостью результатов, простотой и малой трудоемкостью проведения опытов.

В то время как у почв наиболее интересен начальный сдвиг, для гранулированных материалов большое значение имеет поведение провальной зоны после начального сдвига, а это легко исследовать в кольцевой ячейке. Провальные зоны (*failure zones*) возникают в области активного сдвига дисперсных сред и характеризуются дилатансией последних с поперечным массопереносом вещества [98].

Другое преимущество кольцевой ячейки заключается в том, что она способна к достаточно большой деформации в одном направлении, что позволяет преодолеть проблемы, возникающие при возвратно-поступательном движении в простой ячейке. Кольцевая ячейка пригодна для исследования образцов из порошка, а также возможно исследование при низких напряжениях.

Кольцевые сдвиговые ячейки широко применяются в исследовательской практике для определения сдвиговых напряжений и углов трения в различных материалах [103, 141 – 147]. Основной недостаток конструкций кольцевых ячеек заключается в том, что материал у внутренней стенки движется медленнее и поэтому деформируется меньше, чем материал у внешней стенки.

Критические замечания относительно приборов плоскостного линейного сдвига, связанные с неопределенностью зоны сдвига, послужили предпосылкой для развития

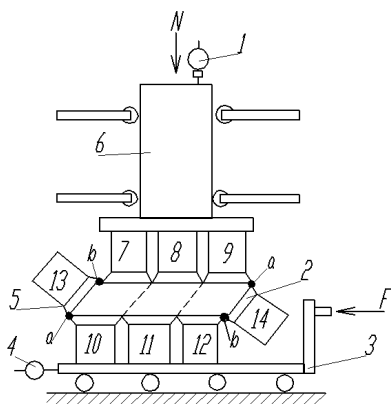


Рис. 1.6. Прибор простого сдвига

метода простого сдвига, согласно которому сдвиг осуществляется по всему объему образца. Прибор для испытаний порошков, основанный на этом методе, сконструирован Шведесом (рис. 1.6) [148]. Образец испытываемого материала размером $100 \times 100 \times 20$ мм нагружается нормальной силой с помощью вертикально направленного пуансона 6. На нижнюю часть прибора, установленную на платформе 3 с катящимися опорами, действует усилие F . Оно передается

слой за слоем на всю высоту образца. Боковые стенки прибора 2 и 5, расположенные вначале перпендикулярно направлению сдвигающего усилия F , могут поворачиваться вокруг осей a . Противоположные концы этих стенок при вращении скользят в шлицах b . Благодаря этому становится возможной деформация образца такая же, как при отсутствии боковых ограничений, когда на каждый элемент материала действует одинаковое напряжение сдвига. Трение о плоскости должно быть минимальным, чтобы не вносить искажений в процесс сдвиговой деформации. Изменение угла наклона стенок и деформация по вертикали снимаются по показаниям датчиков 1 и 5. Для измерения величин нормальных и касательных напряжений в стенке камеры встроены специальные датчики 7 – 14. У боковых стенок камеры деформация материала, особенно в углах, может быть неравномерной. Поэтому нормальные и касательные напряжения в образце измеряются отдельно для каждой его трети.

Простая сдвиговая ячейка [86] широко применяется в исследовательской практике. В своей работе Бриджуотер рассматривает несколько модификаций ячеек сдвига.

Принцип работы всех простых ячеек сдвига основан на деформации слоя частиц прямоугольной формы до состояния параллелограмма. За счет последующего изменения направления деформации достигается состояние неограниченной деформации.

Таким образом, проведенный анализ показывает, что наиболее распространенными методами экспериментального исследования сдвиговых деформаций являются методы, основанные на использовании либо кольцевой ячейки сдвига, либо простой сдвиговой ячейки [86, 98].

Однако с использованием названных экспериментальных устройств не представляется возможным получить необходимые для анализа механизмов и кинетики эффектов взаимодействия частиц экспериментальные данные. Это объясняется тем, что простая ячейка сдвига используется исключительно для анализа эффектов проникания одиночной контрольной частицей сдвигового потока в режиме циклических деформаций последнего. Цикличность деформаций среды и краевые эффекты, имеющие место в такой ячейке, существенно ограничивают ее возможности в аспекте получения экспериментальных данных, необходимых для микроструктурного анализа эффектов взаимодействия частиц при сдвиге. С использованием кольцевой сдвиговой ячейки получение необходимой экспериментальной информации чрезвычайно затруднительно в связи со сложной неординарной гидродинамической обстановкой в кольцевом канале, возникающей вследствие сдвига среды не только в осевом, но и в радиальном направлениях.

2. ПРОГНОЗИРОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ, КИНЕМАТИЧЕСКИХ И ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК БЫСТРЫХ СДВИГОВЫХ ПОТОКОВ ЗЕРНИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ

2.1. СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ ТЕХНИКИ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ БЫСТРЫХ СДВИГОВЫХ ТЕЧЕНИЙ ЗЕРНИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ

2.1.1. Метод рентгенографического исследования профилей концентрации твердой фазы в быстром сдвиговом потоке зернистой среды

Проведенный в параграфе 1.3.1 анализ существующих экспериментальных методов и установок для исследования динамики быстрых сдвиговых гравитационных потоков зернистых материалов показывает целесообразность применения в исследовательской практике беззондовых методов. Однако известные беззондовые методы не позволяют получить надежные и достоверные данные о параметрах гравитационного потока зернистой среды. Так, например, визуальные методы позволяют получить информацию о структуре потока только в непосредственной близости к боковым стенкам канала. Методы, основанные на анализе фазы свободного падения частиц, предполагают использование постулатов, касающихся взаимосвязи структурных и кинематических параметров сдвигового потока. При этом очевидно остается необходимость прямой экспериментальной проверки адекватности, принятых в постулате допущений. Методы, основанные на использовании различных видов излучений, позволяют получить только лишь интегральные характеристики потока зернистой среды. Кроме того, их реализация требует сложного и дорогостоящего оборудования. В то же время перспективным направлением поиска надежного метода, на наш взгляд, является попытка использования свойств проникающего излучения для определения локальных характеристик гравитационного потока.

Таким образом, разработка беззондового метода на основе проникающего излучения для определения локальных характеристик гравитационного потока зернистого материала на шероховатом скате является актуальной задачей как в научном, так и в практическом аспектах.

В настоящей главе проводится исследование возможности использования проникающего излучения для определения локальных характеристик гравитационного потока зернистого материала на шероховатом скате [149 – 151].

Объектом исследования выбраны быстрые гравитационные течения несвязных зернистых материалов, состоящих из частиц, близких по форме к сферическим. Исследования проведены в режиме тонкослойного установившегося течения при отношениях толщины слоя к диаметру частиц, равных 4...15.

Такого рода потоки зернистых материалов характеризуются активным взаимодействием частиц и в полном своем объеме представляют, так называемую, «провальную зону» (failure zone) [98]. Исследование таких потоков имеет большое прикладное значение, поскольку взаимодействие частиц в «провальных зонах» сопровождается активно протекающими эффектами сегрегации и перемешивания, которые существенно влияют на кинетику технологических процессов. Однако исследование тонкослойных гравитационных течений связано с большими экспериментальными трудностями. Экспериментальный метод должен быть не только бесконтактным, но и иметь достаточно высокую разрешающую способность при измерении локальных значений параметров течения. Это связано с тем, что в случае тонкослойного течения толщина элементарного слоя частиц сопоставима с общей толщиной слоя и измерение параметров течения в пространстве, ограниченном двумя смежными слоями, является значимым для потока в целом.

С целью поиска метода измерения, отвечающего названным требованиям, в настоящей работе проведено исследование возможностей использования рентгеновского излучения.

Рентгенографический анализ широко используется в промышленности, медицине и научных исследованиях с целью неразрушающего контроля внутренней структуры материалов, изделий, живых тканей и т.д., например, для дефектоскопии.

Предварительная апробация возможности использования рентгенографического анализа для исследования профиля порозности в гравитационном потоке модельных зернистых материалов (табл. 2.1) показала, что применение названного метода в традиционном его исполнении не обеспечивает необходимой точности измерения. Это связано с тем, что модельные материалы являются высоко проницаемыми для рентгеновских лучей, поэтому эффекты ослабления проникающего излучения с увеличением концентрации твердой фазы в потоке оказываются сравнимыми со случайными погрешностями измерений.

С целью повышения разрешающей способности метода была предпринята попытка модификации частиц зернистого материала, которая предполагала введение в центральную часть каждой частицы свинцовых дробинok диаметром $1,5 \cdot 10^{-3}$ м. В результате такой операции представляется возможным заменить при измерении процедуру

2.1. Физико-механические свойства материалов

Материал	Размер частиц фракции или их средний диаметр, $d \cdot 10^3$, м	Плотность частиц, кг/м^3	Порозность неподвижного слоя ε_0 , $\text{м}^3 \cdot \text{м}^{-3}$	Угол естественного откоса α_0 , град
Керамические гранулы	6,6	2086	0,42	36
Стекланный бисер	3,25...3,5	2500	0,37	26
Аммофос	2,2...2,5	1650	0,46	36
Силикагель	3,75...4,0	1015	0,4	31,5

детектирования величины потока проникающего излучения на процедуру определения числа частиц в единице объема слоя. Однако первые же испытания показали нецелесообразность такого подхода не только в связи с высокой трудоемкостью, но и вследствие большой погрешности результатов измерений. Особенно высока погрешность такого подхода при больших концентрациях частиц, когда наблюдается их самоорганизация в слои и, как следствие, экранирование друг друга. Кроме того, для реализации метода измерения концентрации твердой фазы в движущемся потоке зернистого материала требуется чрезвычайно малое время экспозиции.

С целью повышения точности традиционного метода рентгенографического анализа в настоящей работе предложено использовать его модифицированный вариант. Предлагаемый метод основывается на применении проникающего рентгеновского излучения и фиксации его на рентгеновской пленке [152]. Отличительной особенностью метода является то, что оценка проницаемости потока зернистой среды и ее контрольных образцов, имеющих определенные концентрации, проводится с использованием единой рентгенограммы. Вследствие этого существенно повышается точность рентгеновского анализа, так как исключаются случайные погрешности, вызванные различными свойствами пленки, условиями ее проявления и временем экспонирования.

Схема экспериментальной установки для определения концентрации твердой фазы в потоке зернистой среды с помощью рентгеновского излучения приведена на рис. 2.1. Установка состоит из наклонного канала прямоугольного сечения 1 и бункера для зернистого материала 2, выходное отверстие которого закрывает шибер 3. На дне канала закреплена скатная доска 4.

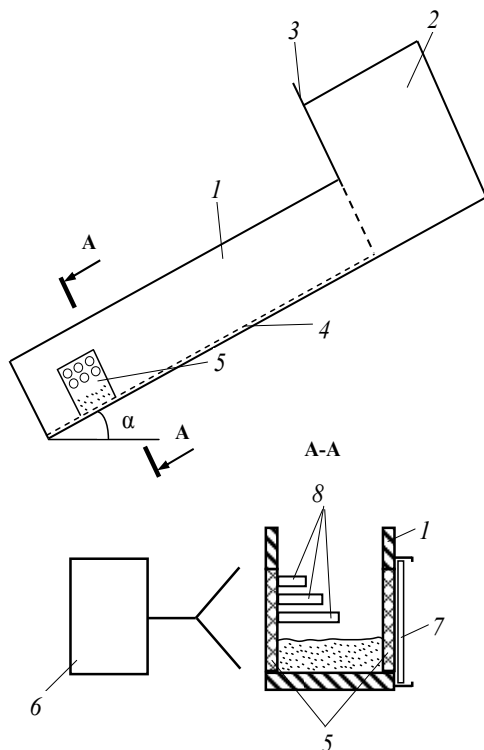


Рис. 2.1. Схема экспериментальной установки для исследования структурных характеристик гравитационного потока зернистой среды с использованием рентгенограмм

В стенках канала в непосредственной близости от порога ссыпания имеются окна 5, закрытые органическим стеклом, которое является практически абсолютно прозрачным для рентгеновского излучения. Снаружи канала, со стороны одного из окон установлен источник рентгеновского излучения 6, а напротив другого окна – кассета 7 с рентгеновской пленкой. Внутри наклонного канала со стороны источника рентгеновского излучения над верхней границей потока сыпучего материала на органическом стекле закрепляются контрольные образцы исследуемого материала с фиксированной концентрацией твердой фазы 8.

Метод экспериментального измерения концентрации твердой фазы в быстром сдвиговом потоке зернистой среды состоит из нескольких этапов [153, 154], последовательность которых можно представить в виде блок-схемы (рис. 2.2).

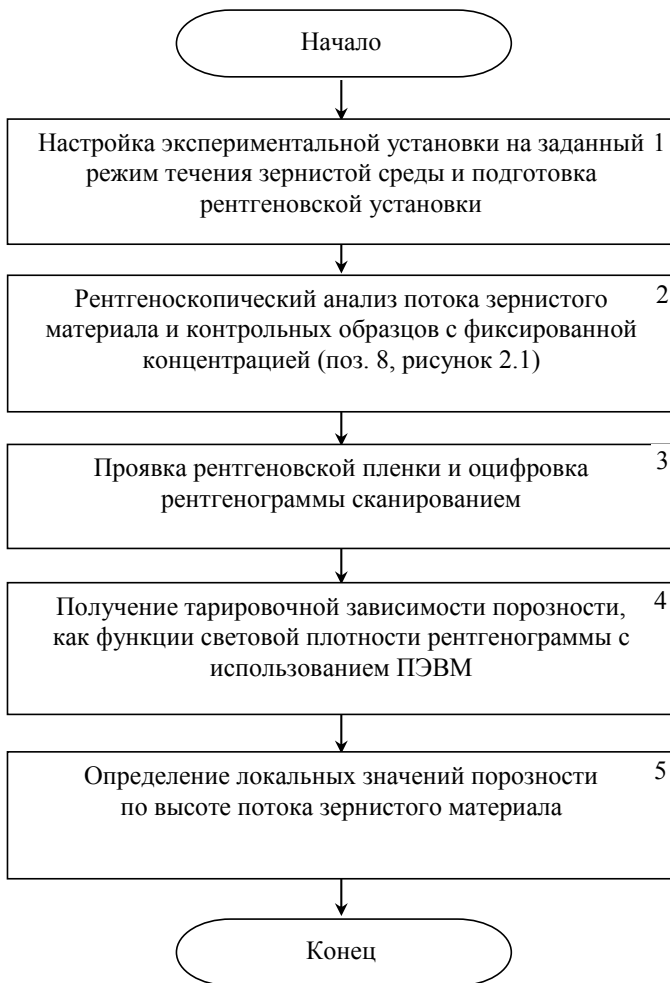


Рис. 2.2 . Блок-схема метода определения локальной концентрации твердой фазы с использованием рентгеновского излучения

Для того чтобы граничные эффекты на боковых стенках канала не оказывали существенного влияния на результаты исследования структурных характеристик гравитационного потока на скате, поверхности последних выполнялись полированными, а расстояние между ними (ширина канала) во всех случаях была достаточно большой и равнялась более чем десяти диаметрам частиц. Время экспозиции в опытах

равнялось 2...3 с, что обеспечивало снижение негативного влияния возможных флуктуаций потока на результаты исследования.

На рисунке 2.3 в качестве примера показана рентгенограмма распределения частиц в гравитационном потоке одного из модельных материалов на шероховатом скате. Наряду с информацией об относительной плотности отдельных участков по высоте слоя потока зернистого материала на скате (2) рентгенограмма содержит информацию об относительной проницаемости образцов с различными фиксированными значениями концентрации твердой фазы (1).

Полученные на пленке после ее проявки рентгенограммы содержат световую информацию о структуре слоя зернистого материала. Однако данная информация неудобна для дальнейшего использования, в связи с чем ее целесообразно преобразовать в цифровую информацию. Эта задача решается в работе с помощью компьютерной обработки рентгенограмм [153, 155].

Алгоритм компьютерной обработки рентгенограмм состоит в следующем. Световая информация пленки путем сканирования переводится в графический файл формата bmp. Для обработки данного файла разработана прикладная программа, с помощью которой каждому значению световой плотности присваивается определенная числовая величина (так, например, абсолютно черному цвету присваивается значение, равное 0, а абсолютно белому – 255).

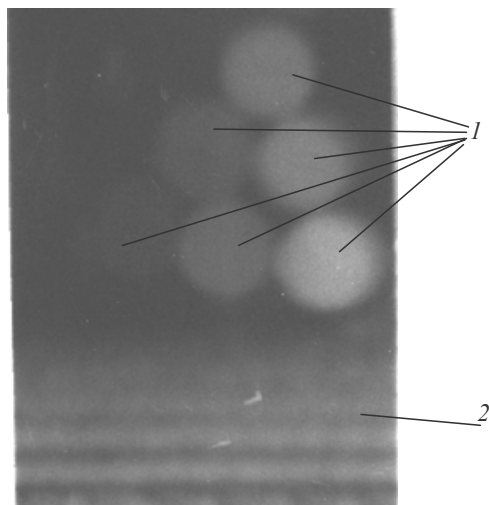


Рис. 2.3. Рентгенограмма контрольных образцов (1) и быстрого гравитационного потока сферических керамических гранул (2)

На первом этапе обрабатываются снимки контрольных образцов с фиксированной концентрацией твердой фазы. Для этого на снимке каждого образца выделяется наиболее характерный прямоугольный участок и с определенным шагом по высоте рассчитывается его световая плотность. Полученные данные усредняются, и среднему значению яркости присваивается соответствующее значение концентрации твердой фазы контрольного образца. В рассматриваемом случае использованы образцы с порозностью, равной 0,42; 0,5; 0,6; 0,72; 0,8; 1. По результатам обработки рентгенограмм контрольных образцов строится тарировочная кривая в виде корреляционной зависимости между световой плотностью (проницаемостью) и либо долей концентрации твердой фазы, либо соответствующей порозностью. Тарировочная кривая, соответствующая приведенной рентгенограмме, показана на рис. 2.4.

На следующем этапе обрабатывается рентгенограмма потока зернистой среды. С целью повышения точности обработки рентгенограмма делится на несколько поперечных элементарных слоев, и для каждого слоя определяется осредненное значение световой плотности. В результате выполнения этой операции выявляется функция изменения световой плотности снимка (проницаемость) по высоте потока зернистой среды.

В качестве примера результата обработки рентгенограммы, приведенной на рис. 2.3, получена функция изменения световой проницаемости по высоте слоя керамических гранул на шероховатом скате, которая показана на рис. 2.5. Далее с помощью тарировочной кривой (рис. 2.4) полученную функцию преобразуют в профиль порозности слоя частиц в гравитационном потоке зернистого материала (рис. 2.6).

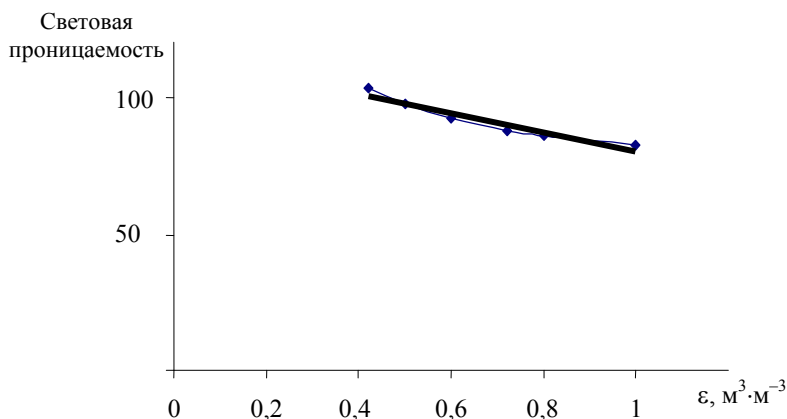


Рис. 2.4. Тарировочная кривая для обработки рентгенограммы с целью определения порозности в гравитационном потоке керамических гранул

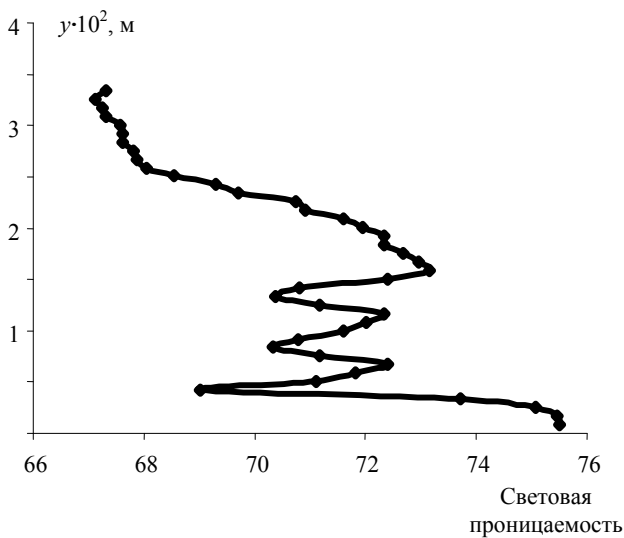


Рис. 2.5. Изменение световой прозрачности рентгенограммы по высоте потока зернистой среды

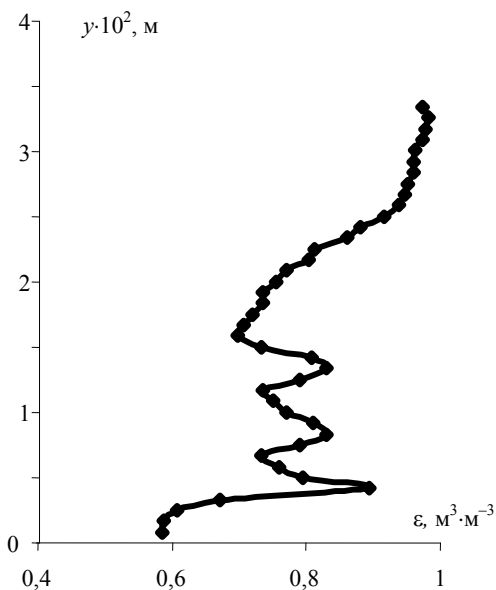


Рис. 2.6. Профиль локальных значений порозности керамических гранул диаметром $6,6 \cdot 10^{-3}$ м в гравитационном потоке на шероховатом скате

Таким образом, компьютерная обработка рентгенограмм позволяет с высокой точностью проводить их анализ и в результате получать соответствующие профили распределения частиц в гравитационных потоках зернистых сред.

Совместный анализ рентгенограмм и полученных в результате их компьютерной обработки профилей порозности позволяет сделать выводы, которые могут служить прямым доказательством наличия оригинальных особенностей быстрого гравитационного течения зернистого материала на шероховатом скате. Ранее [60] эти особенности обнаруживались лишь косвенным путем.

Среди таких особенностей обращает на себя внимание наличие зоны с наиболее высокой концентрацией частиц в центральной части слоя. При этом области потока, расположенные на периферии слоя, вблизи его основания и открытой поверхности, характеризуются повышенными значениями порозности. Вторая особенность потока заключается в тенденции частиц организовывать послойную регулярную структуру, особенно при низких значениях порозности в центральной части слоя.

2.1.2. Техника и метод определения профиля скорости в быстром гравитационном потоке зернистого материала на шероховатом скате

Определение профиля порозности в быстром гравитационном потоке зернистого материала не исчерпывает проблему исследования параметров потока, поскольку определение локальных кинематических характеристик также является достаточно сложной задачей. Трудности определения кинематических характеристик отдельных частиц при быстром сдвиге является следствием сложного характера движения последних. Скорость частиц при быстром сдвиге зернистого материала является результатом наложения скорости поступательного смещения частицы в направлении сдвига и скорости хаотического ее перемещения.

В настоящей работе для экспериментального определения профиля скорости продольного перемещения частиц предложен метод [151, 156], являющийся комбинацией метода рентгенографического исследования профиля порозности на гравитационном скате и экспериментальной части известного [60] экспериментально-аналитического метода, связанной с анализом стадии свободного падения частиц.

Экспериментальная установка для реализации данного метода состоит из установки для определения профилей порозности методом рентгеноскопии (см. рис. 2.1) и кюветы с ячейками для анализа стадии

свободного падения вылетающих частиц, расположенной под гравитационным скатом по аналогии с традиционной для экспериментально-аналитического метода установкой (см. рис. 1.1).

Методика эксперимента заключается в следующем. В период времени экспозиции при получении рентгенограммы потока параллельно осуществляют прием падающего материала в кювету с ячейками в соответствии с известным методом [60]. В результате, кроме рентгенограммы потока, получают информацию о времени ссыпания t , толщине ссыпающегося слоя h , ширине желоба S , высоте от порога ссыпания частиц до горизонтальной кюветы H , угле наклона желоба α и распределении массы материала по ячейкам G_i . Далее путем обработки рентгенограммы потока получают профиль порозности по высоте слоя (параграф 2.1.1). Затем используют послойную расчетную схему, в которой для каждого слоя, начиная с нижнего, подбирают такую его высоту, при которой частицы, вылетающие из него со скоростью u_i , падают на расстоянии x_i от начала кюветы, и масса материала G_i в i -й ячейке соответствует массе материала, вылетающего из i -го слоя со средней скоростью $\frac{u_i + u_{i-1}}{2}$ за время t . Расчетная схема реализуется при граничном условии прилипания, записанном в следующем виде:

$$\begin{cases} y_1 = 0; \\ u_{y=0} = 0. \end{cases} \quad (2.1)$$

Среднюю скорость u_i и высоту i -го слоя h_i определяют путем решения следующей системы уравнений:

$$\begin{cases} u_i = \frac{x_i - (y_i + h_i) \sin \alpha}{\cos \alpha \sqrt{H + (y_i + h_i) \cos \alpha - (x_i - (y_i + h_i) \sin \alpha) \operatorname{tg} \alpha}} \sqrt{2/g}; \\ G_i = S h_i \frac{u_i - u_{i-1}}{2} \rho \left(1 - \frac{1}{h_i} \int_{y_i}^{y_i + h_i} \varepsilon(y) dy \right) t. \end{cases} \quad (2.2)$$

На рисунке 2.7 представлена блок-схема экспериментального определения профилей скорости и порозности в гравитационном потоке на шероховатом скате.

На рисунке 2.8 в качестве примера показан профиль скорости в гравитационном потоке керамических гранул, который в совокупности с ранее приведенным профилем порозности (см. рис. 2.6), комплексно характеризует динамику течения зернистого материала при заданных условиях его течения.

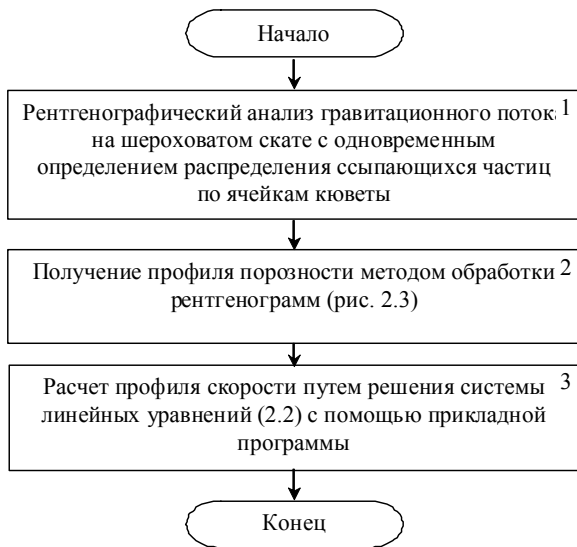


Рис. 2.7. Блок-схема алгоритма определения профилей скорости и порозности экспериментальным методом

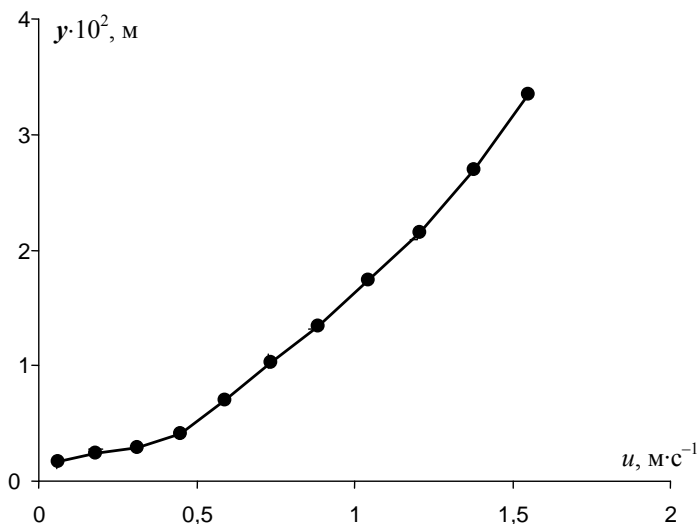


Рис. 2.8. Профиль скорости, полученный экспериментальным методом, керамических гранул диаметром $6,6 \cdot 10^{-3}$ м в гравитационном потоке на шероховатом скате

2.2. РАЗВИТИЕ МЕТОДА ПРОГНОЗИРОВАНИЯ СТРУКТУРНЫХ, КИНЕМАТИЧЕСКИХ И ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК В БЫСТРОМ СДВИГОВОМ ПОТОКЕ ЗЕРНИСТОЙ СРЕДЫ НА БАЗЕ УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ

2.2.1. Исследование прогностических свойств уравнения состояния зернистой среды при быстром сдвиге и развитие метода определения его параметров

Для объяснения неординарных эффектов взаимодействия частиц и описания процесса сегрегации в быстрых гравитационных потоках зернистых материалов весьма плодотворными оказались оригинальные прогностические свойства уравнения состояния зернистой среды в виде выражения (1.29):

$$p(y)\bar{\epsilon}(y) = \psi\vartheta.$$

По результатам анализа, проведенного в первой главе, сделан вывод о том, что наиболее принципиальный вопрос возникает при установлении взаимосвязи между скоростью сдвига, сдвиговым напряжением и порозностью.

Одним из перспективных направлений поиска взаимосвязи названных параметров потока является использование формальной аналогии между соответствующими параметрами зернистой среды при быстром сдвиге и плотным газом. Действительно, быстрый сдвиг несвязных зернистых материалов генерирует хаотические колебания частиц, которые вызывают их квазидиффузионное перемещение и дилатансию зернистой среды. Эти эффекты быстрого гравитационного сдвига имеют очевидную аналогию с соответствующими эффектами в газовой среде. Однако эта аналогия носит сугубо формальный характер вследствие принципиально различных физических условий взаимодействия молекул газа и частиц твердой фазы. В связи с этим при разработке описания динамики взаимодействия твердых частиц при быстром сдвиге в предположении формальной ее аналогии с газовой динамикой необходимо определение оригинальных эффектов взаимодействия частиц с учетом реальных физико-механических свойств твердой фазы и межчастичной среды. По этой причине все определяющие соотношения для описания механики зернистых сред, полученные с использованием формальной аналогии с газовой динамикой, нуждаются в серьезной экспериментальной проверке с применением комплекса разнообразных модельных материалов.

В настоящем разделе работы приведены результаты исследования прогностических свойств уравнения состояния зернистой среды при быстром сдвиге (1.29), формально аналогичного уравнению состояния

плотного газа. При этом одной из основных задач является определение степени универсальности названного уравнения.

Исследование проведено с использованием экспериментально-аналитического метода [60], описанного в параграфе 1.3.1. Однако для решения поставленной задачи потребовалось дальнейшее развитие известного метода с целью повышения его точности.

В результате предварительных экспериментов установлено, что точность и статистическая однородность результатов определения параметров потока с использованием экспериментально-аналитического метода существенно зависят от точности измерения высоты гравитационного потока. Вследствие хаотического перемещения отдельных частиц у открытой поверхности слоя в режиме «расплескивания» надежное визуальное определение высоты слоя является весьма проблематичным. Опыт моделирования показывает, что в отдельных случаях погрешность в 1...2 мм при определении высоты слоя приводит к существенному разбросу данных по величине коэффициента χ в уравнении состояния.

В качестве примера на рис. 2.9 приведены профили скорости и порозности в гравитационном потоке зернистой среды на шероховатом скате. Представлены два варианта профилей полученных для одного и того же потока и соответствующие различным высотам слоя, имеющие место вследствие произвольного определения высоты с разницей в 2 мм.

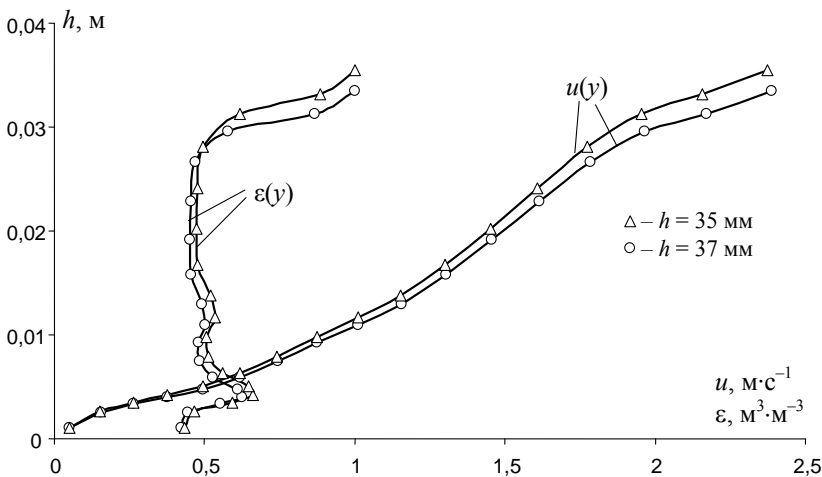


Рис. 2.9. Сравнение профилей скорости $u(y)$ и порозности $\varepsilon(y)$ в гравитационном потоке зернистой среды на шероховатом скате при различных высотах h (керамические сферические гранулы $d = 6,6$ мм, $\alpha = 40^\circ$)

Сравнение профилей позволяет сделать вывод о существенном влиянии относительно небольших погрешностей в определении высоты слоя на результаты диагностирования динамических характеристик потока. $\left(\frac{du}{dy}, \frac{d\varepsilon}{dy} \right)$. В связи с этим возникла необходимость в разработке метода определения высоты гравитационного потока, который был бы лишен того произвольного характера, который свойствен традиционному визуальному методу.

В настоящей работе предлагается метод определения высоты потока [157, 158], основанный на учете взаимосвязи между распределением материала по высоте слоя на пороге ссыпания и его распределением по ячейкам горизонтальной кюветы 2 – (координате x_1 см. на рис. 1.1).

Метод, экспериментальная установка для осуществления которого представлена на рис. 2.10, реализуется следующим образом [157, 158]. Определяется экспериментальное распределение ссыпающегося материала по ячейкам кюветы (рис. 2.11) и на его базе строится соответствующее дифференциальное распределение. Из рисунка 2.11 видно, что, начиная с некоторой n -й ячейки, дифференциал становится меньше, чем $0,005 \text{ кг} \cdot \text{кг}^{-1}$ общей массы, а сама дифференциальная кривая вырождается в горизонтальную прямую, практически совпадающую с осью абсцисс. Такой специфический ход кривой распределения позволяет предположить, что именно эта n -я ячейка соответствует границе слоя, выше которой имеет место спорадический вылет отдельных не взаимодействующих друг с другом частиц. Вследствие этого частицы, вылетающие за n -ю ячейку, не оказывают существенного влияния на динамику течения среды. Поэтому представляется возможным отделить вылетающие частицы на пороге ссыпания, не внося серьезных изменений в динамику основного потока. Это можно сделать, например, с помощью тонкой гладкой пластины, установленной параллельно плоскости ската. Тогда высота расположения пластины на пороге ссыпания, при которой по ней будут скатываться все частицы, вылетающие над основным слоем, будет соответствовать его высоте.

Для определения высоты слоя предложено устройство, показанное на рис. 2.10. Устройство состоит из тонкой гладкой пластины-делителя потока 5, емкости 6 и измерителя высоты слоя 7. Функциональное назначение пластины заключается в отборе из верхней части потока хаотически движущихся частиц и направлении их в емкость 6.

Методика измерения высоты слоя на скате состоит в следующем. Шероховатая пластина устанавливается под углом α к горизонту. В бункер засыпают исследуемый сыпучий материал, который затем в необходимом количестве дозируют непосредственно в канале.

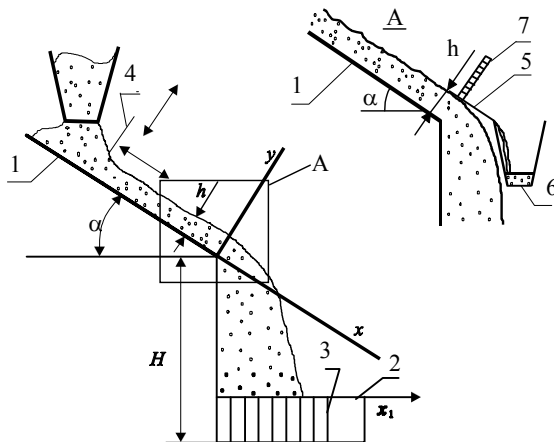


Рис. 2.10. Схема экспериментальной установки:

- 1 – шероховатая пластина; 2 – кювета с ячейками; 3 – перегородки в кювете;
 4 – ограничительная планка; 5 – пластина-делитель потока; 6 – емкость;
 7 – измеритель

Вначале скатывающийся материал принимают в буферную емкость. После достижения режима, близкого установившемуся гравитационному течению, открывают доступ ссыпающегося из канала материала в кювету 2. При этом фиксируют время заполнения ячеек кюветы материалом.

Содержимое ячеек после их заполнения в стационарном режиме взвешивают и по результатам взвешивания получают относительное

распределение массы материала по ячейкам кюветы $m_i / \sum_{i=1}^{20} m_i$ (m_i –

масса материала в i -й ячейке, $i = 1 \dots 20$) (рис. 2.11, кривая 1) и на ее

основе строят соответствующее дифференциальное распределение доли частиц в смежных ячейках кюветы $(m_{i+1} - m_i) / \sum_{i=1}^{20} m_i$ (рис. 2.11,

кривая 2). По полученному распределению определяют массовую долю частиц, случайно вылетающих над поверхностью слоя, как долю частиц соответствующую пологому участку кривой распределения.

Вторая серия опытов проводится на той же установке с использованием пластины-делителя 5 и емкости 6. В режиме стационарного течения сыпучего материала путем многократных проб определяют положение пластины-делителя 5, при котором достигается отделение

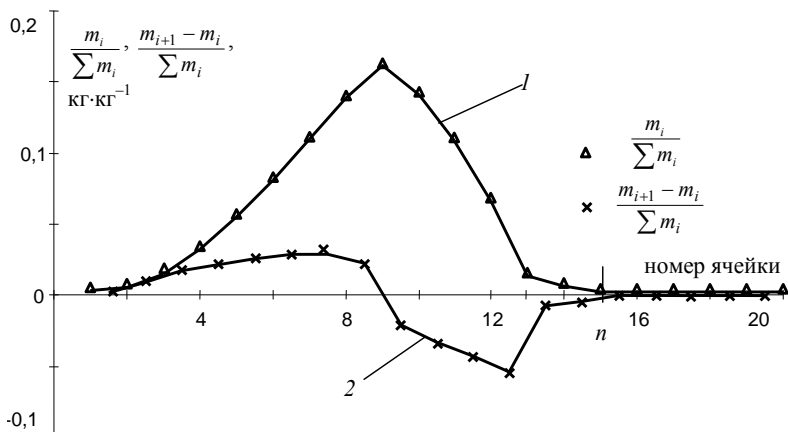


Рис. 2.11. Кривые распределения частиц по ячейкам кюветы:

1 – относительное распределение; 2 – дифференциальное распределение

от основного потока такой его доли, которая не более чем на 5% отличается от ранее установленной доли частиц, случайно вылетающих над слоем.

Найденная высота расположения пластины-делителя на пороге ссыпания, при которой по ней скатываются все частицы, случайно вылетающие над основным слоем, соответствует определяемой высоте. Экспериментально установлено, что в этом случае погрешность определения высоты слоя не превышает $\pm 0,25$ мм.

Разработанный метод определения высоты слоя скатывающихся частиц на шероховатом скате позволил существенно повысить статистическую однородность экспериментальных результатов и провести анализ уравнения состояния зернистой среды при быстром сдвиге (1.29).

Экспериментальная часть разработанного метода исследования соответствует таковой для традиционного экспериментально-аналитического метода определения профилей скорости и порозности в гравитационном потоке на шероховатом скате [60] и отличается от последнего процедурой уточненного определения высоты слоя. Эксперимент заключается в ссыпании зернистого материала в режиме установившегося гравитационного течения по наклонному каналу и сборе материала в кювете с ячейками. Содержимое ячеек взвешивается и по результатам взвешивания определяется функция распределения массы материала $G(x_1)$ в направлении оси $0x_1$ (рис. 2.10). Кроме того, в соответствии с этим методом определяются высота слоя h на пороге ссыпания, время ссыпания t , расстояние H между порогом ссыпания и кюветой и угол наклона канала α (рис. 2.10).

Аналитическая часть метода заключается в определении профилей скорости $u(y)$ и порозности $\varepsilon(y)$ в слое частиц с учетом взаимосвязи между локальными значениями порозности слоя $\varepsilon(y)$, скорости сдвига du/dy , модуля скорости $u(y)$ и распределением частиц по горизонтальной координате $G(x_1)$. Уравнения, связывающие модуль скорости $u(y)$ и порозность слоя $\varepsilon(y)$ в быстром гравитационном потоке зернистого материала на шероховатом скате, формулируются в виде соотношения между локальными значениями поступательной скорости частиц и координатой их выпадения в ячейки кюветы (1.27), уравнения материального баланса потоков частиц на скате и на входе в приемную кювету (1.28), а также уравнения состояния зернистой среды при быстром сдвиге (1.29).

Уравнение состояния зернистой среды при быстром сдвиге устанавливает взаимосвязь между давлением, скоростью сдвига и порозностью в потоке среды. Это уравнение является феноменологическим, принципиально определяющим физические закономерности течения. В соответствии с целью исследования и с учетом феноменологии уравнения состояния зернистой среды (1.29) последнее записано [159] в удобной для анализа форме за счет поглощения физических констант коэффициентом χ' , стоящим в правой части выражения перед квадратом скорости сдвига, т.е.

$$p(y)\bar{\varepsilon}(y) = \chi' \left(\frac{du}{dy} \right)^2, \quad (2.3)$$

где $p(y) = \int_{h-y}^h \rho_n(y) g \cos \alpha dy$ – аналог гидростатического давления.

Поскольку «температура» зернистой среды, очевидно, определяет состояние ее твердой фазы, то целесообразно выразить все характеристики среды как удельные по отношению к количеству твердой фазы. В соответствии с этим выражение для определения дилатансии зернистой среды при сдвиге записано в виде

$$\bar{\varepsilon}(y) = \frac{1}{1-\varepsilon(y)} - \frac{1}{1-\varepsilon_0}, \quad (2.4)$$

где ε_0 – порозность неподвижного слоя.

Уравнение (2.3) в совокупности с уравнениями (1.27) и (1.28) образуют замкнутую систему уравнений относительно $u(y)$, $y(x_1)$, $\varepsilon(y)$

и $p(y)$. Решение системы уравнений методом последовательных приближений позволяет получить профили скорости $u(y)$ и порозности $\varepsilon(y)$.

В настоящем разделе проведено исследование уравнения состояния зернистой среды путем анализа зависимости коэффициента χ' от технологических характеристик гравитационного потока (угол наклона α , высота слоя h) и физико-механических свойств дисперсных материалов (плотность, размер частиц d , их шероховатость и упругость). Экспериментальные исследования проведены на установке, изображенной на рис. 2.10, с использованием зернистых материалов с различными физико-механическими свойствами (табл. 2.1). Плотность частиц определяли с помощью пикнометрических методов. Угол естественного откоса материала определен с использованием плоской модели барабанного аппарата путем регистрации предельного угла покоя поверхности материала на его радиальных лопастях [160].

Исследование заключалось [159, 161, 162] в определении величины коэффициента χ' уравнения (2.3) при использовании его для описания динамики течения зернистых материалов по шероховатому скату. Полученные результаты, представленные на рис. 2.12 – 2.14, свидетельствуют о том, что коэффициент χ' уравнения состояния зернистой среды (2.3) в первом приближении может быть рассмотрен как достаточно универсальная характеристика зернистых материалов.

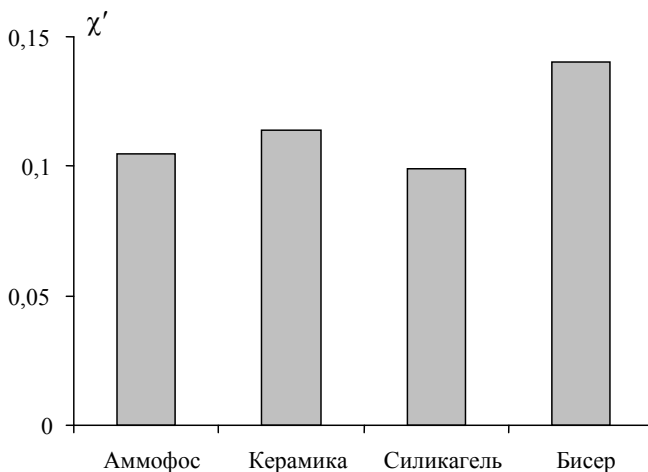


Рис. 2.12. Коэффициент уравнения состояния χ' для зернистых сред в гравитационном потоке на шероховатом скате при угле наклона $\sin\alpha/\sin\alpha_0 = 1,03$ и относительной высоте $h/d = 6,8$

Действительно, как показали эксперименты (рис. 2.12), наблюдается относительно небольшая разница величин коэффициента χ' для зернистых материалов, частицы которых существенно отличаются по размеру, плотности, упругости и свойствам поверхности. Кроме того, величина названного коэффициента остается практически неизменной в широком диапазоне изменения углов наклона шероховатого ската, соответствующих установившемуся развитому гравитационному течению материала (рис. 2.13).

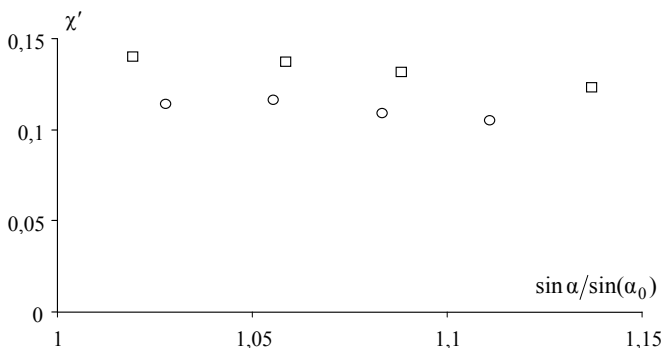


Рис. 2.13. Зависимость коэффициента уравнения состояния χ' от относительного угла наклона ската для керамики и бисера при $h/d = 6,8$:
 ○ – керамика; □ – бисер

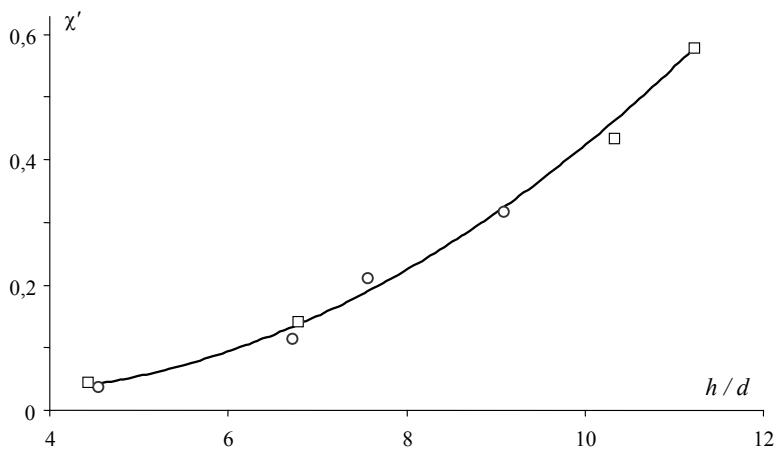


Рис. 2.14. Зависимость коэффициента уравнения состояния χ' от относительной высоты слоя для керамики и бисера при $\sin \alpha / \sin \alpha_0 = 1,03$:
 ○ – керамика; □ – бисер

В то же время в соответствии с результатами эксперимента, представленными на рис. 2.14, наблюдается существенная зависимость коэффициента уравнения состояния зернистой среды от относительной толщины слоя материала на шероховатом скате

В связи с тем, что для определения значений коэффициента χ' использована не только экспериментально полученная информация ($H, G(x_1)$), но и результаты феноменологического анализа значений χ' с целью получения профилей скорости и порозности, то для дальнейшего анализа прогностических свойств уравнения состояния зернистой среды (2.3) необходима прямая экспериментальная информация в отношении параметров течения зернистой среды на шероховатом скате либо в виде профиля скорости, либо в виде профиля порозности.

2.2.2. Рентгенографическое исследование микроструктурных и кинематических характеристик быстрого гравитационного потока зернистой среды и проверка адекватности уравнения ее состояния

В настоящем параграфе приводятся результаты исследования закономерностей быстрого гравитационного течения зернистого материала с использованием рентгенограмм потока [163, 164]. Рентгенограммы получены для случая установившегося развитого гравитационного течения модельного зернистого материала – керамических гранул (табл. 2.1) с использованием метода и экспериментальной установки, описанных в разделе 2.1 монографии. Керамические гранулы являются предпочтительными для исследования в связи со стабильностью их свойств во времени и высокой однородностью по размеру, плотности и форме, близкой к сферической. Такие свойства модельного материала позволяют практически исключить влияние эффектов сегрегации на динамику гравитационного потока. Кроме того, относительно высокая проницаемость материала для рентгеновских лучей делает возможным проведение рентгенографического исследования потоков в желобе достаточно большой ширины, при которой краевые эффекты на боковых стенках становятся пренебрежимо малыми.

Исследование проведено в диапазоне углов ската, при которых имеет место быстрое установившееся гравитационное течение материала и толщинах слоя, равных 4...6 диаметрам частиц. В каждом опыте профиль порозности и скорости строился с использованием двух методов его определения: рентгенографического и экспериментально-аналитического исследований.

На рисунках 2.15 – 2.18 представлены результаты, которые позволяют оценить прогностические свойства экспериментально-аналитического метода исследования и сделать вывод о его адекватности. Анализ приведенных результатов показывает, что при всех углах наклона ската профили порозности имеют единообразный вид вне зависимости от метода его определения. Во всех случаях профили порозности имеют S-образную форму с максимальной концентрацией твердой фазы в центральной части слоя [165].

В соответствии с полученными рентгенограммами профиль порозности в центральной наиболее плотной части имеет зигзагообразный характер.

Расстояние между выступами и впадинами зигзагов при этом может быть определено в виде функции порозности и диаметра частиц

$$\text{как } bd = \left[\frac{\pi}{6(1-\varepsilon)} \right]^{1/3} d .$$

Это может служить дополнительным подтверждением того, что частицы движутся в этой части потока преимущественно в режиме сдвига по элементарным слоям.

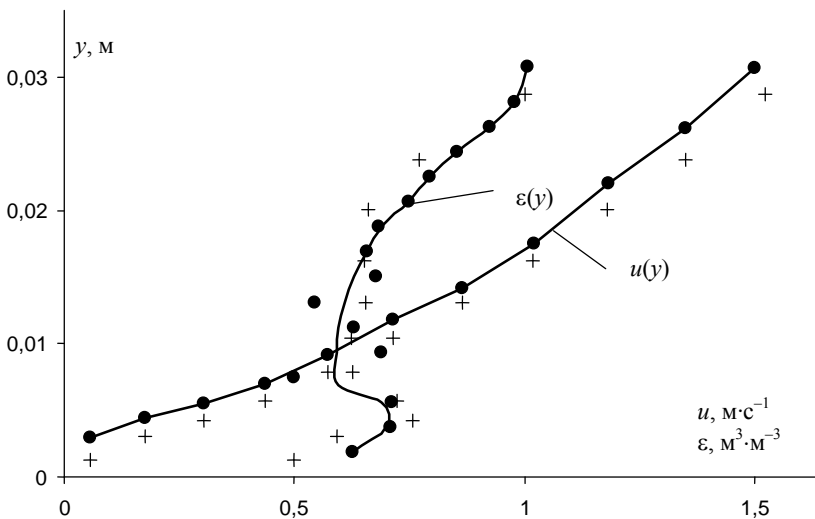


Рис. 2.15. Сравнение профилей порозности $\varepsilon(y)$ и скорости $u(y)$ для потока керамических гранул при $h = 32$ мм, $\alpha = 34^\circ$ полученных методами:

- – рентгенографическим; + – экспериментально-аналитическим
- на базе уравнения состояния (2.3)

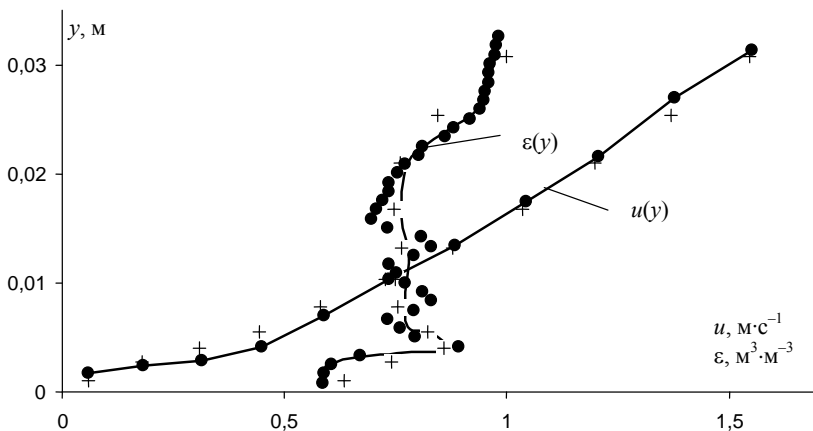


Рис. 2.16. Сравнение профилей порозности $\varepsilon(y)$ и скорости $u(y)$ для потока керамических гранулц при $h = 34$ мм, $\alpha = 35^\circ$ полученных методами:

- – рентгенографическим; + – экспериментально-аналитическим на базе уравнения состояния (2.3)

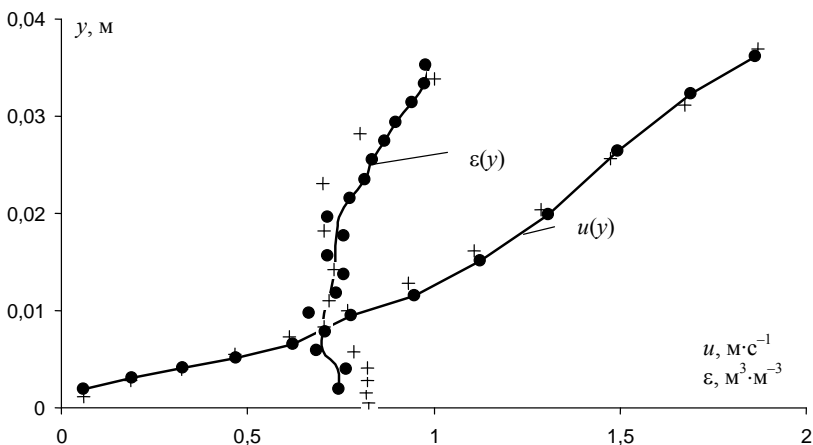


Рис. 2.17. Сравнение профилей порозности $\varepsilon(y)$ и скорости $u(y)$ для потока керамических гранул при $h = 39$ мм, $\alpha = 38^\circ$ полученных методами:

- – рентгенографическим; + – экспериментально-аналитическим на базе уравнения состояния (2.3)

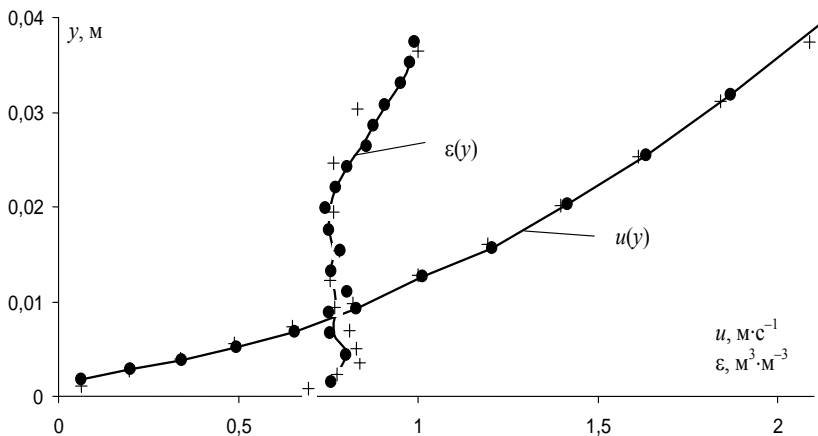


Рис. 2.18. Сравнение профилей порозности $\varepsilon(y)$ и скорости $u(y)$ для потока керамических гранул при $h = 41$ мм, $\alpha = 41^\circ$ полученных методами:

- – рентгенографическим; + – экспериментально-аналитическим на базе уравнение состояния (2.3)

Судя по полученным результатам, такой режим течения зернистой среды наблюдается в областях потока с пониженными значениями порозности, меньшими $\sim 0,75$, что находится в соответствии с теоретическими прогнозами, сделанными ранее в работе [26].

Кроме того, приведенные результаты позволяют сделать предположение о том, что с увеличением угла наклона ската регулярная структура расположения частиц в гравитационном потоке сменяется хаотической, что должно сопровождаться усилением эффектов перемешивания. На это указывает тот факт, что с увеличением угла наклона ската зигзаги на профилях порозности значительно уменьшаются. При увеличении же градиентов концентрации твердой фазы такие изменения в структуре потока должны приводить к возрастанию эффекта миграции неоднородных частиц.

Адекватность экспериментально-аналитического метода проверена путем статистической оценки степени расхождения результатов определения профилей порозности, полученных с его использованием, и аналогичных результатов, выявленных рентгенографическим методом. Статистическая оценка адекватности проведена при 5-процентном уровне значимости для трех параллельных опытов. На первом этапе оценки адекватности осуществлялась проверка результатов полученных различными методами на статистическую однородность. При этом для серии параллельных опытов по каждому из методов после исклю-

чения грубых ошибок строили среднестатистический профиль порозности, который использовали для вычисления дисперсии воспроизводимости. Относительное расхождение дисперсии воспроизводимости результатов, полученных различными методами, использовали для оценки их статистической однородности, которая проводилась с использованием F -критерия Фишера.

На втором этапе проверки адекватности вычисляли дисперсию расхождения средних значений порозности, выявленных экспериментально-аналитическим и рентгенографическим методом. Путем сравнения отношения этой дисперсии к дисперсии воспроизводимости значений порозности, измеренных с использованием рентгенографического метода, с величиной F -критерия Фишера делали вывод об адекватности экспериментально-аналитического метода прогнозирования параметров гравитационного потока.

В результате реализации указанной схемы статистической обработки результатов исследований, представленных на рис. 2.15 – 2.18, установлено, что экспериментально-аналитический метод обеспечивает возможность достаточно адекватного определения профилей порозности в быстром гравитационном потоке зернистого материала на шероховатом скате. Относительная среднеквадратичная погрешность определения порозности с использованием экспериментально-аналитического метода не превышала 5%.

2.2.3. «Температура» зернистой среды. Уточнение уравнения состояния зернистой среды при быстром сдвиге

Экспериментально-аналитический метод определения структурных и кинематических характеристик быстрого гравитационного потока зернистого материала [60] базируется на уравнении состояния зернистой среды, устанавливающем взаимосвязь между ее дилатансией, давлением и «температурой». В предыдущих параграфах работы проверена адекватность и исследованы прогностические свойства метода. По результатам исследований можно сделать вывод, что при достаточно высокой адекватности метода, реализация последнего связана с использованием непрогнозируемой информации о величине коэффициента взаимосвязи χ' в уравнении состояния зернистой среды. Коэффициент определяется методом последовательного приближения при решении системы уравнений (1.27)–(1.28) и (2.3) в предположении его независимости от параметров потока (скорости сдвига, порозности и давления). Таким образом, в соответствии с названным методом для данных условий течения по углу откоса, толщине слоя, виду подложки

определяется условно постоянный коэффициент взаимосвязи χ' . Вывод об определенной условности такого коэффициента подтверждается не только результатами исследования, обнаруживающими некоторую зависимость коэффициента от параметров гравитационного потока (см. параграф 2.2.1), но и результатами анализа структуры уравнения состояния (2.3).

Анализ уравнения состояния зернистой среды (2.3) показывает, что произведение в левой его части тождественно удельному значению работы, затрачиваемой на дилатансию слоя частиц в расчете на 1 м^3 твердой фазы. В правой же части уравнения содержится произведение, эквивалентное по физическому смыслу кинетической энергии взаимных перемещений частиц вследствие сдвига зернистой среды.

Физический параметр, характеризующий энергию взаимных перемещений частиц, в механике быстрых сдвиговых течений сыпучих материалов, называют «температурой» зернистой среды [166].

Анализ быстрых гравитационных течений зернистых материалов показывает, что они сопровождаются взаимным перемещением частиц, имеющим весьма сложный характер [167 – 169]. С одной стороны, вследствие различия скоростей поступательного перемещения частиц в направлении ската частицы имеют относительную сдвиговую скорость, а с другой стороны, вследствие взаимных столкновений частиц последние приобретают дополнительную компоненту скорости хаотических перемещений. Результатом же хаотических перемещений частиц является поперечный массоперенос в сдвиговом потоке. Поперечный массоперенос в сдвиговом потоке сопровождается переносом импульса, носителем которого являются частицы, движущиеся с различными скоростями в зависимости от координаты. Очевидно, что поперечный массоперенос в таких условиях приводит к увеличению интенсивности взаимного перемещения частиц. При этом интенсивность взаимного перемещения частиц будет возрастать пропорционально коэффициенту поперечной квазидиффузии частиц $D_{\text{диф}}$ и градиенту скорости поступательного движения частиц в направлении сдвига – скорости сдвига du/dy . Если оценивать эту интенсивность через кинетическую энергию соответствующих масс, а коэффициент квазидиффузии определять как произведение скорости флуктуации частиц и среднего расстояния между частицами [60], то получим соответствующую расчетную зависимость [170, 171]:

$$E_{\text{пм}} = \frac{1}{4} \rho s V' \frac{du}{dy}. \quad (2.5)$$

Скорость флуктуаций частиц V' определяется из уравнения энергетического баланса [26] и выражение для ее расчета может быть записано в виде

$$V' = \left[\frac{(1+k)(0,05 + 0,08\mu)(1 + \frac{s}{d'})}{[3sC/2d]\rho_s/\rho_g + e_c} \right]^{1/2} bd \frac{du}{dy}, \quad (2.6)$$

где e_c – доля кинетической энергии диссипируемой при столкновении частиц.

В условиях быстрого сдвигового течения взаимодействие частиц осуществляется преимущественно в результате обмена ударными импульсами при косом ударе [21, 41, 51]. В соответствии с этим среднее значение частоты соударений частиц вычисляется по методу Аккермана-Шена следующим образом:

$$F = \tau \frac{du}{dy} (NE)^{-1}, \quad (2.7)$$

где τ – сдвиговое напряжение, определяемое по методу Бэгнолда [1]; N – число частиц в единице объема слоя; E – кинетическая энергия.

Диссипация кинетической энергии частицы при одном ее столкновении может быть определена по формуле, предложенной Аккерманом-Шеном [54]. Без учета сопротивления межчастичной среды эту формулу можно представить в следующем виде:

$$E = \frac{1}{2} m(c) \left(\frac{1-k^2}{4} + \frac{\mu(1+k)}{\pi} - \frac{\mu^2(1+k)^2}{4} \right) (V')^2, \quad (2.8)$$

где k – коэффициент восстановления при ударе; μ – коэффициент трения движения между частицами.

При моделировании процесса сегрегации частиц различной упругости и шероховатости авторы работы [117] обнаружили значительное количественное несоответствие экспериментального и расчетного профилей распределения частиц контрольного компонента смеси. Анализ результатов вычислительных операций алгоритма расчета концентрационных профилей распределения контрольных частиц в сдвиговом потоке зернистой среды показал, что для некоторых вполне ординарных условий взаимодействия частиц различной шероховатости в гравитационном потоке вычисленные значения частоты их столкновения имеют аномально большие значения. Поскольку частота соударений частиц является одним из основных физических параметров моде-

ли механизма их взаимодействия [26], то авторы [134] предположили, что наблюдаемые аномальные значения частоты могут стать причиной неадекватного прогнозирования распределения компонентов зернистой среды в потоке. Действительно, завышенные значения частоты столкновений частиц в потоке обеспечиваются, очевидно, за счет более высоких скоростей флуктуации. В связи с тем, что пропорционально скорости флуктуации возрастает коэффициент квазидиффузионного перемешивания, в потоке прогнозируется завышенная величина эффектов перемешивания, которые начинают доминировать над эффектами разделения. Это может послужить гипотетическим объяснением наблюдаемого несоответствия расчетных и экспериментальных результатов. С учетом этого обстоятельства в работах [119, 172] проведено исследование динамики взаимодействия неоднородных частиц в гравитационном потоке.

С целью выявления причин обнаруженных аномально больших значений частоты столкновения этот параметр исследован как функция коэффициентов восстановления и трения при ударе с использованием выражений (2.7) и (2.8). Соответствующая зависимость, полученная для некоторых фиксированных значений скорости сдвига и порозности, являющихся ординарными для быстрых гравитационных течений зернистых материалов, представлена на рис. 2.19.

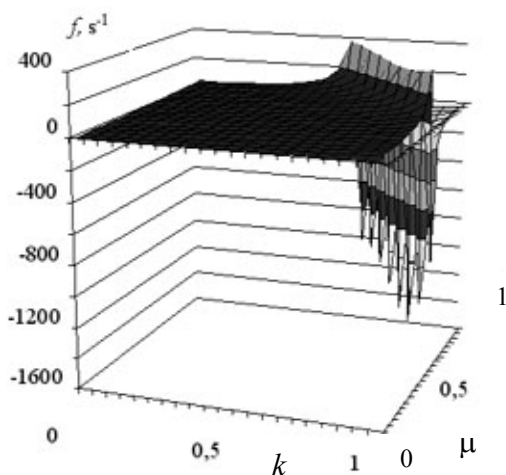


Рис. 2.19. Частота столкновений частиц f в зависимости от коэффициентов трения μ и восстановления k , вычисленная с использованием гипотезы Рауса при параметрах потока $du/dy = 40 \text{ с}^{-1}$, $\varepsilon = 0,5 \text{ м}^3 \cdot \text{м}^{-3}$

Приведенная зависимость позволяет обнаружить достаточно широкий диапазон значений коэффициентов трения и восстановления при ударе, при которых частота столкновений имеет аномально большие и даже отрицательные значения, что, очевидно, противоречит физическому смыслу. Анализ расчетной зависимости (2.8) показал, что при определенных значениях коэффициентов трения и восстановления при ударе энергия диссипации может принимать отрицательные значения. Это становится причиной появления аномальных величин частоты столкновений частиц.

Действительно, сумма, заключенная в скобки в выражении (2.8), определяет относительную долю кинетической энергии частицы e_c , диссипируемой при каждом столкновении, т.е.

$$e_c = \frac{1-k^2}{4} + \frac{\mu(1+k)}{\pi} - \frac{\mu^2(1+k)^2}{4}. \quad (2.9)$$

В таком случае предположение о причинах появления аномальных значений частоты столкновений может быть наглядно подтверждено путем графической иллюстрации зависимости (2.9). На рисунке 2.20 приведен график зависимости $e_c = f(\mu, k)$, который свидетельствует о наличии отрицательных значений энергии диссипации в достаточно широком диапазоне изменения значений коэффициентов трения и восстановления. Такой результат противоречит физическому смыслу и является причиной появления аномально больших значений частоты соударения частиц в области аномально малых величин энергии диссипации.

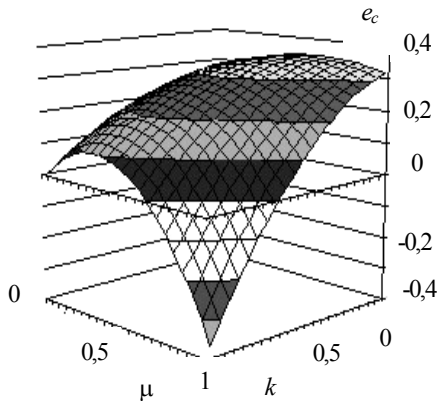


Рис. 2.20. Удельная энергии диссипации e_c в зависимости от коэффициентов трения μ и восстановления k , вычисленная с использованием гипотезы Рауса

Как свидетельствует рис. 2.20, аномально малые величины энергии диссипации имеют место для вполне ординарных значений коэффициентов трения μ и восстановления при ударе k ($k > 0,6$; $\mu > 0,65$).

Неудовлетворительность формулы, описывающей энергию диссипации, очевидно, является следствием некорректного применения гипотезы Рауса, согласно которой связь между величинами касательного и нормального импульсов при ударе формулируется подобно закону Кулона для трения [173]

$$\Delta u = -\mu(1+k)v, \quad (2.10)$$

где Δu – изменение относительной касательной скорости в результате удара; v – предударное значение скорости флуктуации тел вдоль линии удара.

Выражение (2.10) используется в работе [54] для вычисления частоты соударений частиц при их малых касательных скоростях. Однако в этом случае более приемлемой является « λ – гипотеза» [173], в соответствии с которой изменение относительной касательной скорости Δu соударяющихся точек пропорционально предударному значению этой скорости u :

$$\Delta u = -\bar{\lambda}u, \quad (2.11)$$

где $\bar{\lambda}$ – коэффициент, значение которого определяется только свойствами поверхностей соударяющихся тел в точках соударения.

Чтобы объединить гипотезы (2.10) и (2.11), в работе [172] использовали особенности задачи о соударении двух сферических частиц [174] и связали эти два предельных случая непрерывной функцией

$$\Delta u = -\mu(1+k)v \sin^2 \alpha - \bar{\lambda}u \cos^2 \alpha, \quad (2.12)$$

где α – угол, составленный вектором скорости соударения и линией соударения.

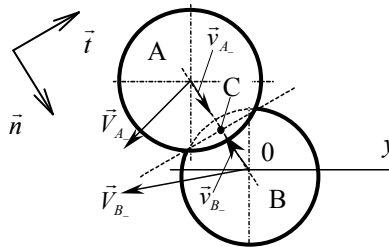


Рис. 2.21. К определению частоты столкновения частиц в сдвиговом потоке

Таким образом, при лобовом ударе будет применяться « λ – гипотеза», а при касательном (т.е. при α близких $\pi/2$) будет применяться гипотеза Рауса.

Следуя [54], в работе [172] рассмотрено движение одинаковых сферических частиц A и B относительно их центра масс, т.е. точки соударения C (рис. 2.21).

Общая энергия E , потерянная при одном столкновении двух частиц, вычислена по следующей формуле [172]

$$E = \frac{1}{2} \bar{m} \left(\vec{V}_{A-}^2 + \vec{V}_{B-}^2 - \vec{V}_{A+}^2 - \vec{V}_{B+}^2 \right), \quad (2.13)$$

где \bar{m} – средняя масса частиц; \vec{V}_{A-} , \vec{V}_{B-} – скорость частиц A и B до удара; \vec{V}_{A+} , \vec{V}_{B+} – скорость частиц A и B после удара.

С учетом выражений для соответствующих компонентов скорости частицы формула (2.13) преобразована к следующему виду

$$\begin{aligned} E = \frac{1}{2} \bar{m} 2 \cdot & \left[\cos^2 \alpha (1 - k^2) - \cos^2 \alpha \sin^4 \alpha \mu^2 (1 + k)^2 - \right. \\ & - \cos^4 \alpha \sin^2 \alpha \bar{\lambda}^2 + 2 \sin^3 \alpha \cos \alpha \mu (1 + k) + \\ & \left. + 2 \cos^2 \alpha \sin^2 \alpha \bar{\lambda} - 2 \cos^3 \alpha \sin^3 \alpha \mu \bar{\lambda} (1 + k) \right] \left(\frac{V'}{2} \right)^2, \quad (2.14) \end{aligned}$$

где V' – средняя скорость флуктуации частиц.

Для того чтобы между частицами A и B (рис. 2.21) произошло столкновение, угол α должен принадлежать интервалу $(0, \pi/2)$. Предполагая, что вектор скорости флуктуаций частиц V' изотропно распределен в пределах телесного угла 4π , определены средние значения коэффициентов в уравнении (2.14).

С учетом этого окончательно получили [172]

$$\begin{aligned} E = \frac{1}{2} \bar{m} \left[(1 - k^2) - \frac{1}{8} \mu^2 (1 + k)^2 - \frac{1}{8} \bar{\lambda}^2 + \frac{2}{\pi} \mu (1 + k) + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \bar{\lambda} - \frac{2}{3\pi} \mu \bar{\lambda} (1 + k) \right] \left(\frac{V'}{2} \right)^2, \quad (2.15) \end{aligned}$$

где $V' = 2fs$.

Зависимость (2.15) представляет собой выражение для определения общей энергии, потерянной при одном столкновении двух сферических частиц.

С учетом результатов исследования, проведенного в работе [119], доля энергии диссипируемой при столкновении частиц, определяется как функция физико-механических свойств материала с использованием следующей зависимости [170, 171]:

$$e_c \approx (1 - k^2) + \frac{2}{\pi} \mu(1 + k) + 0,5\lambda - 0,125\mu^2(1 + k)^2 - \frac{2}{3} \lambda \mu(k + 1) - 0,125\lambda^2. \quad (2.16)$$

Кинетическая энергия взаимных перемещений частиц вследствие наличия у них скорости флуктуаций может быть определена следующим образом:

$$E_{\Phi} = \frac{1}{2} \rho (V')^2. \quad (2.17)$$

Среднее значение относительной скорости перемещения частиц в результате наличия у них различной скорости поступательного перемещения в сдвиговом потоке вычислим как произведение среднего значения скорости сдвига и разности координат центров частиц различных слоев $\Delta y = bd$, т.е.

$$V_{\text{отн}} = bd \frac{du}{dy}.$$

Тогда кинетическая энергия частиц в их относительном поступательном перемещении в направлении сдвига может быть вычислена с использованием следующего выражения:

$$E_{\text{сдв}} = \frac{1}{2} \rho (bd)^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2. \quad (2.18)$$

В соответствии со сложным характером движения частиц в гравитационном потоке кинетическая энергия их взаимных перемещений определяется как сумма кинетических энергий частиц в их относительном поступательном перемещении при сдвиге $E_{\text{сдв}}$, при их хаотическом движении E_{Φ} и поперечном массопереносе $E_{\text{пм}}$:

$$E_{\text{отн}} = E_{\text{сдв}} + E_{\Phi} + E_{\text{пм}}. \quad (2.19)$$

После подстановки в соотношение (2.19) значений составляющих энергий в соответствии с выражениями (2.5), (2.17) и (2.18) и замены скорости флуктуация V' ее выражением (2.6) получим

$$E_{\text{отн}} = \frac{1}{2} \rho \left[(bd)^2 + \frac{1}{2} s \varphi bd + \varphi^2 (bd)^2 \right] \left(\frac{du}{dy} \right)^2, \quad (2.20)$$

где φ – комплекс, определяющий диссипативную составляющую энергии и зависящий от условий течения частиц (ε , du/dy), их размера и физико-механических свойств

$$\varphi = \left[\frac{(1+k)(0,05+0,08\mu)(1+s/d)}{[3sC/2d]\rho_s/\rho_g + (1-k^2) + \frac{2}{\pi}\mu(1+k) + 0,5\lambda -} \rightarrow \right. \\ \left. \rightarrow \frac{-0,125\mu^2(1+k)^2 - \frac{2}{3}\lambda\mu(k+1) - 0,125\lambda^2}{\phantom{[3sC/2d]\rho_s/\rho_g + (1-k^2) + \frac{2}{\pi}\mu(1+k) + 0,5\lambda -}} \right]^{1/2}.$$

Принятые во внимание формы взаимного перемещения частиц в быстром гравитационном потоке сопровождаются их столкновениями, вследствие которых происходит диссипация механической энергии частиц. Причем в установившемся потоке относительная скорость сталкивающихся частиц и частота их соударений настолько велики, что обеспечивают полную диссипацию энергии, генерируемой сдвигом.

Используя полученное выражение «температуры» зернистой среды (2.20), запишем соответствующее уравнение состояния зернистой среды в следующем виде [170, 171]:

$$p\bar{\varepsilon} = \chi \frac{1}{2} \rho \left[(bd)^2 + \frac{1}{2} s \varphi bd + \varphi^2 (bd)^2 \right] \left(\frac{du}{dy} \right)^2. \quad (2.21)$$

Для оценки адекватности уравнения состояния зернистой среды (2.21) проведено [164] сравнение профилей скорости и порозности для потока керамических гранул ($d = 6,6 \cdot 10^{-3}$ м), полученных с помощью рентгенографического исследования и путем использования экспериментально-аналитического метода на базе уравнение состояния (2.21).

Статистический анализ степени различия названных профилей выполнен с применением методики обработки данных и показателей, аналогичных ранее использованным при оценке адекватности экспериментально-аналитического метода определения параметров гравитационного потока, при традиционном выражении «температуры» зернистой среды (см. параграф 2.2.2). Использование аналогичных пока-

зателей погрешности позволяет не только оценить адекватность предлагаемого уравнения состояния зернистой среды, но и провести сравнение его прогностических свойств со свойствами известного уравнения.

Методом оценки степени различия дисперсии экспериментальных характеристик потока относительно их средних значений с дисперсией прогнозируемых значений тех же характеристик относительно их среднеизмеренных значений с доверительной вероятностью 95% сделан вывод об адекватности предложенного математического описания взаимосвязи между параметрами состояния зернистой среды при быстром сдвиге. При этом адекватность прогнозируемых и экспериментальных результатов имеет место для всех исследованных режимов течения, различающихся по углу ската и высоте слоя материала (рис. 2.22 – 2.25).

Среднее квадратичное отклонение прогнозируемых профилей скорости и порозности от экспериментально полученных с помощью рентгенограмм потока в среднем по приведенным результатам исследования составляет 3,8%, что несколько ниже аналогичного показателя для профилей порозности и скорости, найденных с использованием известного уравнения состояния при быстром сдвиге (2.3).

Таким образом, результаты статистического анализа, проведенного в предыдущем и настоящем параграфах, свидетельствует о том, что уравнение состояния зернистой среды при быстром сдвиге характеризуется относительно высокими прогностическими свойствами.

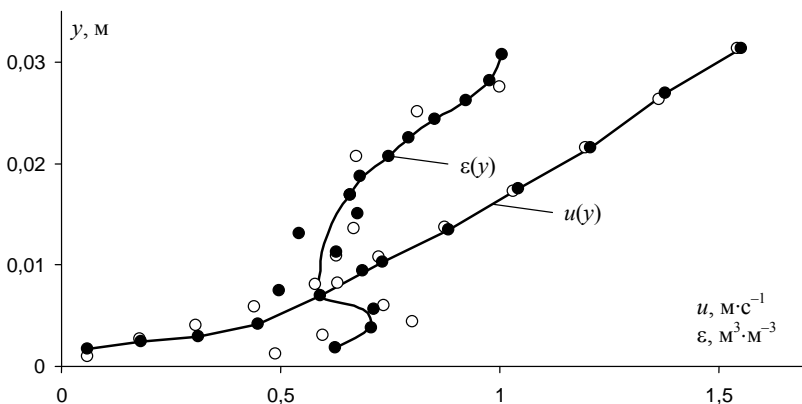


Рис. 2.22. Сравнение профилей порозности $\varepsilon(y)$ и скорости $u(y)$ для потока керамических гранул при $h = 32$ мм, $\alpha = 34^\circ$ полученных методами:

- — рентгенографическим; ○ — экспериментально-аналитическим на базе уравнения состояния (2.21)

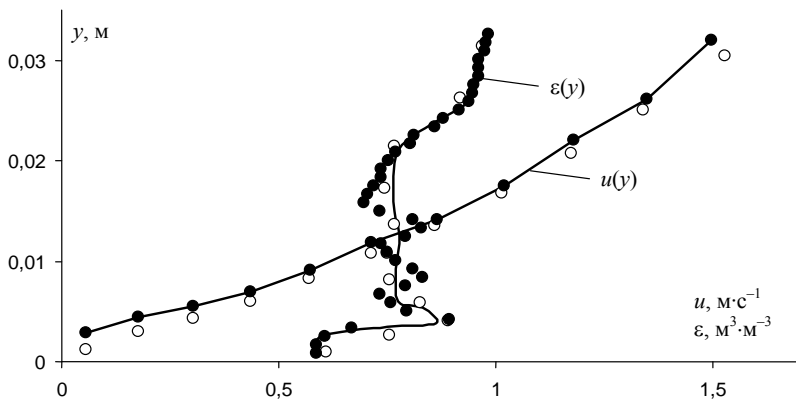


Рис. 2.23. Сравнение профилей порозности $\varepsilon(y)$ и скорости $u(y)$ для потока керамических гранул при $h = 34$ мм, $\alpha = 35^\circ$ полученных методами:

- – рентгенографическим; ○ – экспериментально-аналитическим на базе уравнения состояния (2.21)

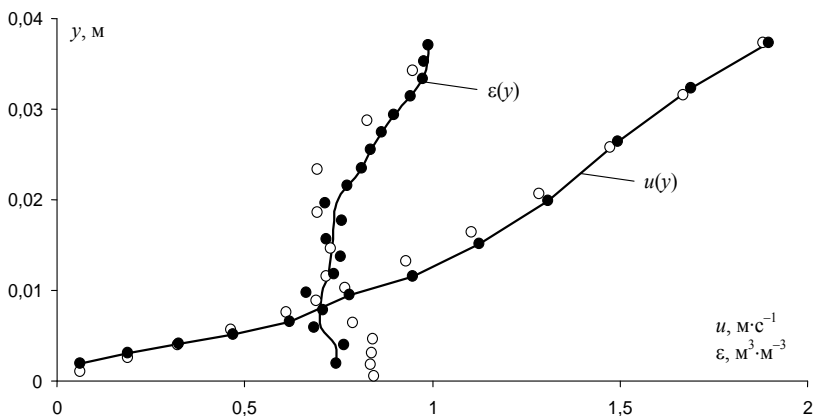


Рис. 2.24. Сравнение профилей порозности $\varepsilon(y)$ и скорости $u(y)$ для потока керамических гранул при $h = 39$ мм, $\alpha = 38^\circ$ полученных методами:

- – рентгенографическим; ○ – экспериментально-аналитическим на базе уравнения состояния (2.21)

Дальнейшее исследование прогностических свойств уравнения состояния зернистой среды (2.21) проведено [175] путем определения коэффициента χ как функции условий течения зернистого материала

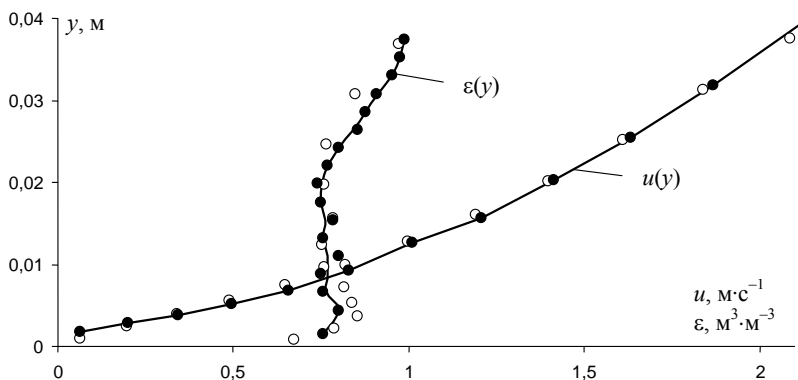


Рис. 2.25. Сравнение профилей порозности $\varepsilon(y)$ и скорости $u(y)$ для потока керамических гранул при $h = 41$ мм, $\alpha = 41^\circ$ полученных методами:

- – рентгенографическим; ○ – экспериментально-аналитическим на базе уравнения состояния (2.21)

и физико-механических свойств его частиц. На этом этапе исследования использованы не только модельные зернистые материалы (табл. 2.2) с широким спектром физико-механических свойств и геометрией частиц, но и шероховатые скаты с различной геометрией шероховатостей, выполненные из различных материалов. При этом к классу несвязных неэластичных зернистых материалов, имеющих частицы близкие по форме к сферическим, можно отнести только бисер и керамические гранулы. Гранулы полиэтилена не в полной мере соответствовали указанному классу материалов, вследствие более сложной формы частиц, представляющих собой цилиндрики с отношением длины к диаметру, равным 0,6...0,7 со сглаженными краями (рис. 2.26).



Рис. 2.26. Гранулы полиэтилена

Гранулы же аммофоса (рис. 2.27) не только не соответствовали сферам по причине наличия на их поверхности значительного числа острых и сглаженных кромок, но и отличались ярким проявлением склонности к истиранию. Вследствие истирания частицы аммофоса заменялись новыми после выполнения каждой серии параллельных опытов.

Фактор формы частиц, указанный в табл. 2.2, вычислен как отношение поверхности частицы к поверхности сферы

эквивалентного объема. Поверхность частиц определена экспериментально косвенным методом, как величина, пропорциональная массе пленки жидкости, смачивающей поверхность частицы.

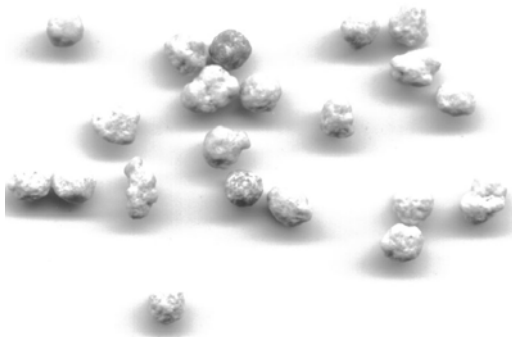


Рис. 2.27. Гранулы аммофоса

2.2. Свойства модельных материалов

Свойства \ Материал	Стек- лянный бисер	Керами- ческие гранулы	Гранулы полиэтилена высокого давления	Гранулы аммофоса
Эквивалентный диа- метр частицы d , 10^{-3} м	3,385	6,6	4,1	2,2
Фактор формы	1	1	1,27	1,54
Плотность материала ρ , кг/м^3	2500	2086	920	1670
Коэффициент трения μ	0,1	0,44	0,4	0,7
Коэффициент редукции λ	0,28	0,57	0,67	0,9
Коэффициент восстановления k	0,92	0,67	0,65	0,25
Угол естественного откоса α_0 , град	26	36	41	36
Порозность неподвиж- ного слоя ϵ_0 , $\text{м}^3 \cdot \text{м}^{-3}$	0,37	0,4	0,42	0,4

Исследование коэффициента уравнения состояния зернистой среды (2.21) проводилось для различных материалов при условиях установившегося развитого гравитационного течения [21].

На рисунке 2.28 показаны результаты исследования коэффициента χ уравнения состояния зернистой среды (2.21) как функции относительной высоты слоя h/d на шероховатом скате для зернистых материалов (табл. 2.2).

Физико-механические свойства зернистых материалов определены с использованием стандартных методов [4]. Коэффициент восстановления при малых скоростях столкновения определен с использованием метода, основанного на анализе звуковых колебаний, генерируемых в монолите на подложке сферической частицей при многократном ее подскоке [27]. Коэффициент трения движения для модельных материалов измерен путем определения соответствующего угла трения на наклонной плоскости. Коэффициент редукции λ определен с помощью метода, предложенного в работе [27].

Приведенные результаты свидетельствуют, что для несвязных неэластичных зернистых материалов, состоящих из частиц, близких по форме к сферическим (бисер и керамические гранулы), коэффициент взаимосвязи χ между работой на дилатансию зернистой среды

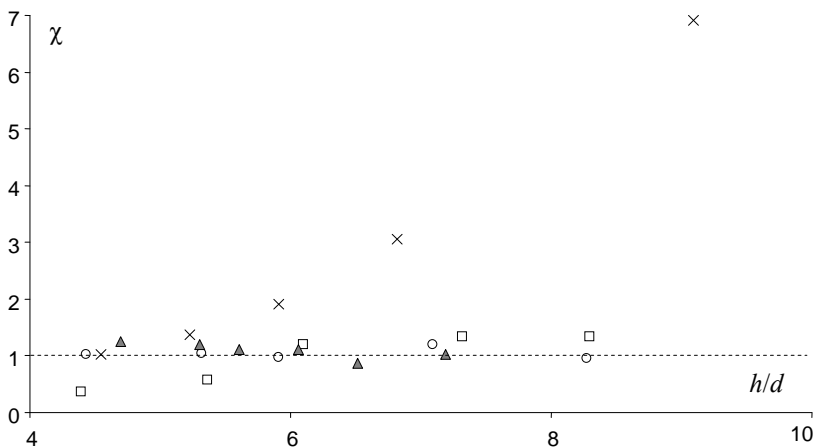


Рис. 2.28. Зависимость коэффициента χ уравнения (2.21) состояния зернистой среды от относительной высоты слоя h/d на шероховатом скате при относительном угле 1,1 для зернистых материалов (табл. 2.2):

○ – бисер; ▲ – керамические гранулы; □ – гранулы полиэтилена;
× – гранулы аммофоса

при быстром сдвиге ($p\bar{\epsilon}$) и «температурой» зернистой среды близок к единице и практически не зависит от величины потока в исследованном диапазоне его изменения. Для такого рода зернистых материалов уравнение состояния при быстром сдвиге может быть представлено в виде

$$p\bar{\epsilon} = E_{\text{отн}}. \quad (2.22)$$

В определенной мере этот результат можно рассматривать как подтверждение адекватности феноменологии, положенной в основу уравнения состояния зернистой среды (2.21). Вместе с тем наблюдается существенная зависимость коэффициента взаимосвязи от величины потока несферичных гранул полиэтилена, особенно в области малых толщин слоя материала на скате, что, по-видимому, указывает на сложный характер влияния фактора формы частиц на взаимосвязь между порозностью, давлением и скоростью сдвига в быстром гравитационном потоке зернистого материала.

Кроме того, особое внимание обращает на себя чрезвычайно большое возрастание коэффициента χ с увеличением толщины слоя гранулированного аммофоса на скате. При увеличении относительной толщины слоя в два раза коэффициент χ возрастает от единицы до семи. Такая динамика изменения коэффициента явно указывает на доминирующее возрастание дилатансии в потоке с увеличением толщины слоя материала на скате. С целью объяснения наблюдаемого, на первый взгляд, парадоксального изменения характеристик потока гранулированного аммофоса проведен анализ профилей скорости сдвига и порозности при различных толщинах h движущегося слоя. Соответствующие профили показаны на рис. 2.29 и 2.30.

Анализ профилей позволяет обнаружить, что с увеличением толщины слоя аммофоса наблюдается парадоксальное увеличение порозности в центральной части потока, сопровождающееся уменьшением скорости сдвига. При объяснении причин такого изменения параметров потока предложена гипотеза увеличения «связности» частиц аммофоса с повышением давления, вследствие их сложной формы и склонности к истиранию.

С целью подтверждения этой гипотезы проведено исследование динамического коэффициента трения как функции нормального давления. Динамический коэффициент трения определяется как отношение сдвигового и нормального напряжений [130]. Исследование проведено с использованием простой сдвиговой ячейки по стандартной методике [4] в диапазоне изменения напряжений, соответствующим условиям течения аммофоса при различных толщинах слоя.

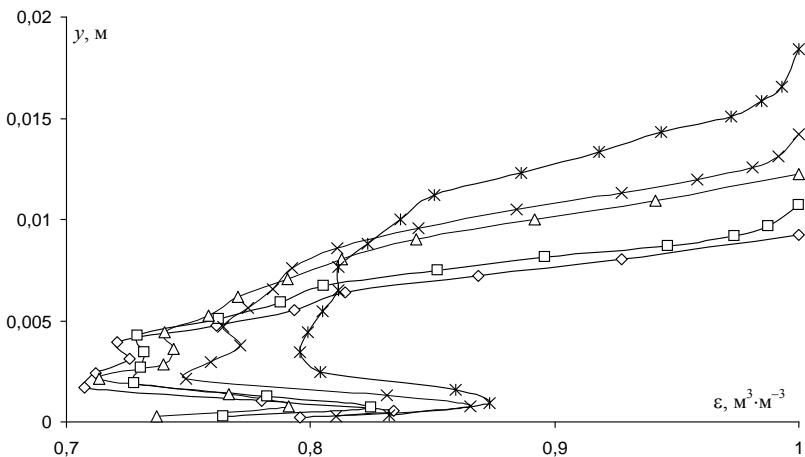


Рис. 2.29. Профили порозности для гранулированного аммофоса при толщинах слоя:

—◇— $h = 10$ мм; —□— $h = 11,5$ мм; —△— $h = 13$ мм;
—×— $h = 15$ мм; —*— $h = 20$ мм

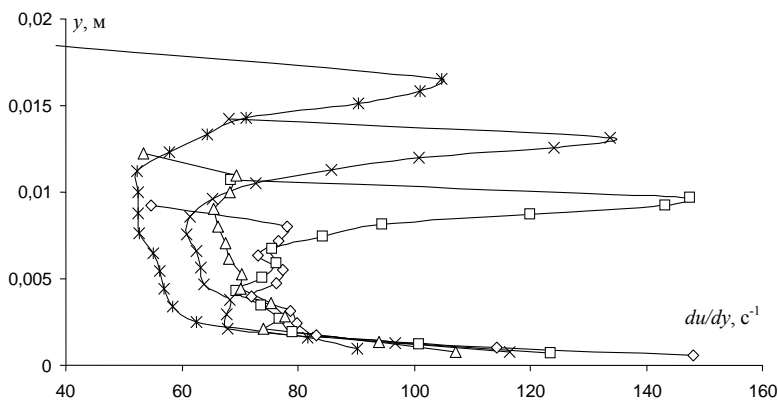


Рис. 2.30. Профили скорости сдвига для гранулированного аммофоса при толщинах слоя:

—◇— $h = 10$ мм; —□— $h = 11,5$ мм; —△— $h = 13$ мм;
—×— $h = 15$ мм; —*— $h = 20$ мм

Результаты исследования, приведенные на рис. 2.31, свидетельствует о значительном возрастании динамического коэффициента трения с увеличением нормального давления (толщины слоя).

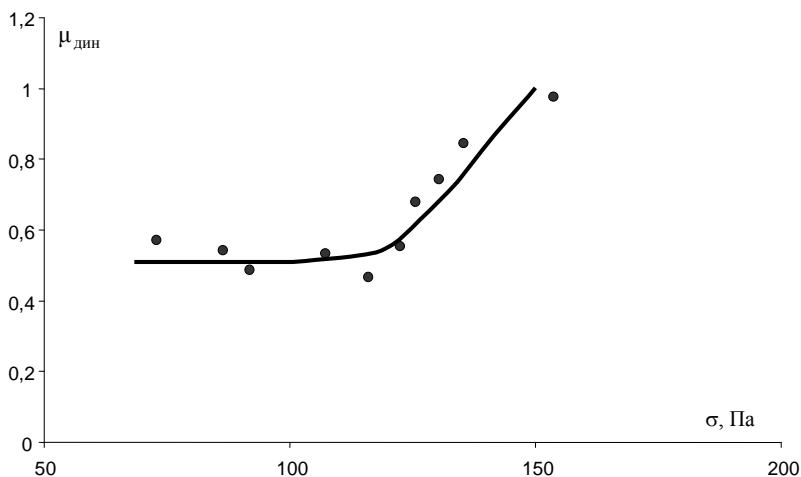


Рис. 2.31. Динамический коэффициент трения как функция нормальных напряжений для гранулированного аммофоса

Полученный результат можно рассматривать как следствие повышения связности частиц аммофоса с повышением нормального напряжения. Это, очевидно, связано с тем, что увеличение силы прижатия друг к другу шероховатых частиц неправильной формы, склонных к истиранию, приводит к увеличению числа точек контакта и мостиков между ними. Вследствие этого появляется некоторая эффективная связность частиц, которая при сдвиге среды становится причиной образования агломератов и дополнительных пустот между ними, способствующих повышению порозности в потоке.

В результате такого увеличения связности и вторичного эффекта порозности наблюдается парадоксальное повышение дилатансии среды, сопровождаемое снижением «температуры», что становится причиной аномальности коэффициента χ уравнения состояния среды при увеличении толщины слоя аммофоса на скате.

В литературно-аналитическом обзоре (см. параграф 1.3.1) установлено существенное влияние на параметры течения граничных условий взаимодействия гравитационного потока зернистой среды с шероховатым скатом. В рамках настоящей работы проведено исследование влияния материала подложки, устанавливаемой на скате, и условий взаимодействия с ней частиц потока, на коэффициент взаимосвязи χ уравнения состояния зернистой среды (2.21). При этом различные условия прилипания на подложках обеспечивались за счет разной геометрии шероховатостей подложки.

2.3. Характеристики подложек и условия их взаимодействия с керамическими частицами

Материал подложки	Размер шероховатости, м	Доля впадин на поверхности подложки	Коэффициент трения, μ	Коэффициент восстановления, k
Сталь Ст3	$3,3 \cdot 10^{-3}$	0,25	0,54	0,5
Дерево (ДСП)	$3,3 \cdot 10^{-3}$	0,34	0,58	0,54
Полистирол	$3,3 \cdot 10^{-3}$	0,63	0,38	0,53

Исследование проведено с использованием в качестве модельного материала керамических гранул и трех видов шероховатых подложек (табл. 2.3), изготовленных соответственно из стали, дерева (ДСП) и полистирола. Все подложки имели одинаковый размер шероховатостей, равный половине диаметра частиц, с объемами впадин, обеспечивающими залегание в подложке соответствующих полусфер. Основное отличие геометрии шероховатостей на различных подложках заключалось в различной доле поверхности подложки, занятой впадинами. Очевидно, что чем больше доля впадин на поверхности подложки, тем в большей степени условия взаимодействия частиц с ней соответствуют условию прилипания.

Для того чтобы провести сравнительную оценку значимости геометрии шероховатости и материала подложки, подложка из полистирола – материала, характеризующегося наименьшими коэффициентами трения была выполнена с наибольшей долей впадин (63%), и, напротив, подложки из дерева и стали, имеющие относительно большие коэффициенты трения, равные 0,54 и 0,58 соответственно, были изготовлены соответственно с долей впадин 34% и 25%.

Результаты исследования влияния материала подложки и ее шероховатости на параметры течения зернистой среды представлены на рис. 2.32. Полученные результаты свидетельствуют, что определяющее влияние на коэффициент взаимосвязи χ уравнения состояния зернистой среды оказывает не материал подложки, а степень ее шероховатости. Несмотря на то, что полистирол является относительно скользким материалом, высокая шероховатость соответствующей подложки обеспечивает условия течения частиц, более близкие к условиям прилипания, чем две другие подложки.

Наличие условия прилипания частицы к шероховатому скату в этом случае находит свое отражение в эквивалентных значениях работы на дилатансию и энергии взаимных перемещений частиц в потоке ($\chi \approx 1$).

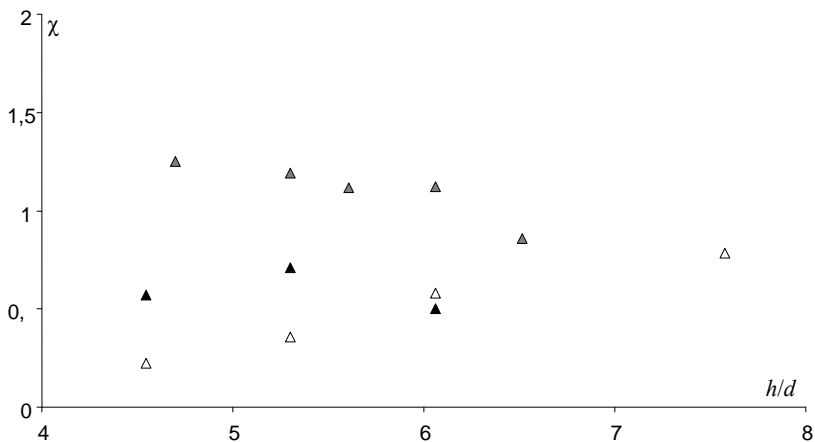


Рис. 2.32. Зависимость коэффициента χ уравнения состояния зернистой среды (2.21) от относительной высоты слоя h/d при относительном угле 1,1 для потока керамических гранул (табл. 2.2) для различных подложек: \triangle – сталь; \blacktriangle – дерево (ДСП); \triangle – полистирол

Вследствие более значительного проскальзывания частиц на металлической и деревянной подложках зона проскальзывания становится областью дополнительного поглощения энергии хаотического перемещения частиц. Если же воспользоваться аналогией с тепловым движением частиц, то вполне правомерно считать, что проскальзывание становится дополнительным отрицательным «источником теплоты», который, приводит к понижению «температуры» в потоке зернистого материала.

Очевидно, что названная составляющая энергии взаимных перемещений частиц должна определяться граничными условиями потока у основания слоя как фактор, влияющий на дилатансию зернистой среды. Поскольку предлагаемый метод определения профилей скорости и порозности в гравитационном потоке предполагает наличие условия прилипания на шероховатом скате, то проскальзывание частиц на подложках становится не учтенным фактором, понижающим дилатансию зернистой среды в сдвиговом потоке. Очевидно, что результатом частичного проскальзывания зернистого материала на подложке становится заниженное значение дилатансии потока, и, как следствие, появление дробных значений коэффициента χ .

Дополнительным косвенным подтверждением сделанных выводов могут служить результаты исследования зарубежных и отечественных исследователей [37, 116], наблюдавших снижение дилатансии

зернистых сред в гравитационных потоках при наступлении режима проскальзывания частиц на подложке без снижения скорости сдвига при переходе от развитого гравитационного течения к расплескивающемуся.

2.3. ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ БЫСТРЫХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ТЕЧЕНИЙ ЗЕРНИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ

2.3.1. «Температура» зернистой среды и эффекты взаимодействия неоднородных частиц при быстром сдвиговом течении зернистых материалов

Как было показано в первой главе настоящей работы, множество природных явлений и технологических процессов протекает в режиме быстрого гравитационного течения частиц зернистых материалов. Принципиальной особенностью такого рода течений является наличие условия быстрого сдвига частиц материала, в результате которого последние приобретают значительную скорость хаотических перемещений. Вследствие этого быстрые гравитационные течения сопровождаются активным взаимодействием частиц, определяющим структурные и кинематические характеристики потока, а также эффекты разделения и перемешивания компонентов зернистых сред.

Таким образом, степень активности взаимных перемещений частиц дисперсной среды определяет интенсивность протекания в ней процессов перемешивания и разделения. Отсюда следует, что для интенсификации и процессов перемешивания и процессов разделения в быстром гравитационном потоке необходимо обеспечивать условия течения, способствующие повышению «температуры» дисперсной среды. На первый взгляд такой вывод представляется парадоксальным, поскольку в соответствии с ним рекомендуется единый способ интенсификации процессов противоположного целевого назначения. Однако, это противоречие легко разрешается, если принять во внимание комплексный характер показателя «температура» дисперсной среды (2.19), (2.21) и проанализировать содержание (физическую сущность) кинетических характеристик процессов перемешивания и разделения.

Перемешивание как технологическая операция используется для интенсификации тепломассообменных процессов и организации процесса смешения. Технологической целью процесса смешения является получение смеси с равномерным распределением каждого компонента в любом участке объема. Для интенсивного смешения компонентам надо сообщить такие движения, чтобы их траектории имели возможно

большее число пересечений и встречных движений. При этом движение микрообъемов и частиц могут быть поступательными, вращательными и совмещенными.

Многочисленные исследования, например [98, 176], подтверждают, что для описания процесса перемешивания при сдвиговом течении сыпучего материала является плодотворным использование диффузионной модели, в соответствии с которой поток перемешивания выражается в виде

$$j_n = -D_{\text{диф}} \rho_n \text{grad} c. \quad (2.23)$$

Принимая во внимание аналогию между зернистой средой при быстром сдвиге и плотным газом, авторы работы [60] предложили определять коэффициент квазидиффузионного перемешивания, как величину, пропорциональную среднему расстоянию между частицами s и средней скорости их флуктуаций V' . Для случая квазидиффузионного перемешивания частиц при их установившемся быстром гравитационном течении коэффициент перемешивания $D_{\text{диф}}$ вычисляют по формуле

$$D_{\text{диф}} = \frac{1}{2} s V'. \quad (2.24)$$

Таким образом, согласно кинетическим закономерностям (2.23) и (2.24), перемешивание зернистой среды в быстром сдвиговом потоке сыпучего материала интенсифицируется с увеличением среднего расстояния между частицами s , что достигается за счет увеличения порозности ϵ , и с повышением скорости флуктуаций частиц V' . Очевидно, что увеличение скорости флуктуаций частиц и порозности зернистой среды достигается за счет повышения «температуры» последней в условиях предельного снятия ограничений на дилатансию среды. Результаты экспериментальных исследований быстрых гравитационных течений на шероховатом скате свидетельствуют, что при определенных параметрах течения может наблюдаться интенсивное перемешивание частиц зернистых материалов. Этому в значительной степени способствует, например, увеличение относительного угла наклона ската, приводящее к активному взаимодействию частиц слоя с шероховатой подложкой и проникновению возникающих при этом флуктуаций в центральную его часть.

Экспериментальные данные также свидетельствуют о том, что эффекты взаимодействия частиц в потоке зернистой среды существенно зависят от высоты слоя материала на шероховатом скате.

Таким образом, в некоторых случаях взаимное перемещение частиц приводит к перемешиванию материала и в технологических процессах может служить целям организации смешения компонентов и интенсификации процессов переноса в дисперсной среде. В других случаях перемещение неоднородных частиц порождает явление сегрегации, эффекты которой, по физической сущности, прямо противоположны эффектам перемешивания.

Если следствием перемешивания является хаотическое пространственное перераспределение неоднородных частиц, то вследствие сегрегации, напротив, происходит упорядоченное перераспределение неоднородных частиц с образованием локальных зон с повышенной концентрацией однородных частиц.

В процессе сегрегации происходит увеличение неоднородности смесей вследствие отделения и концентрирования частиц, сходных между собой по какому-либо признаку, в определенном объеме потока. Практически каждый технологический процесс переработки сыпучего материала или связанные с ним вспомогательные операции создают условия благоприятные для протекания сегрегации. Опыт показывает, что сегрегация протекает практически при любом взаимодействии частиц, если оно сопровождается относительным перемещением частиц, неоднородность которых может быть оценена с использованием существующих технических средств измерения.

Гравитационные течения зернистых материалов сопровождаются значительными эффектами сегрегации и наблюдаются при камнепадах, селях, подводных течениях камней, образовании насыпей, обвалов, заполнении бункеров, при течении в каналах, течках, вращающихся трубах, барабанах и т.д.

Сегрегация может оказывать существенное влияние на динамику течения зернистых сред, кинетику технологических процессов и качество продукта. Влияние это может быть как отрицательным, так и положительным. Например, при грохочении эффект сегрегации ускоряет процесс, а при смешении препятствует образованию однородной смеси. При гранулировании порошков, гранулировании из растворов, суспензий, пульп влияние сегрегации неоднозначно и зависит от способа, устройства и режимных параметров. Влияние сегрегации на качество продукта обычно является негативным.

Анализ разнообразных причин и механизмов сегрегации в сдвиговых потоках [105, 177] позволил выявить три основных аспекта неоднородности зернистой среды, которые являются первопричиной ее разделения: 1) неоднородность физико-механических свойств, размера и формы частиц; 2) неоднородность среды, обусловленную примесью

одного компонента к другому; 3) неоднородность свойств среды по ее объему вследствие неоднородного пространственного распределения компонентов и концентрации твердой фазы. Причем первые два аспекта являются отражением локальной неоднородности среды, а третий – ее пространственной неоднородности. Экспериментально и теоретически установлено [60, 115], что степень проявления эффектов разделения существенно определяется скоростью сдвига, порозностью и их распределением в гравитационном потоке при всех аспектах неоднородности зернистой среды. При этом установлено, что процесс сегрегации интенсифицируется с повышением «температуры» неоднородной дисперсной среды вне зависимости от того локальной или пространственной неоднородностью обусловлено разделение частиц. В сказанном легко убедиться, если проанализировать кинетические закономерности процесса разделения неоднородных частиц в быстром гравитационном потоке.

В соответствии с результатами исследований [60, 115] сегрегация частиц вследствие локальной неоднородности среды может быть объяснена действием механизма сдвигового поточного разделения. Согласно этому механизму разделение частиц происходит по комплексу физико-механических свойств частиц при доминирующем значении их размера в относительно плотных частях потока ($\varepsilon < 0,75$). При достаточно высоких концентрациях твердой фазы частицы движутся в сдвиговом потоке преимущественно в составе организованных рядов. В таком потоке частицы, которые в наибольшей степени отличаются по свойствам от частиц среды, наиболее вероятно становятся концентраторами сдвиговых напряжений, в результате чего они способствуют образованию агрегатов частиц

Взаимодействие частицы с агрегатом протекает с образованием контактных точек, через которые проходит «мгновенная» ось ее вращения. В зависимости от величины и направления избыточного момента сил ΔM , действующего на частицу, происходит ее перемещение с той или иной скоростью либо в выше-, либо в нижерасположенный элементарный слой потока. Соответствующее кинетическое уравнение сегрегации, обусловленной локальной неоднородностью среды, по механизму сдвигового поточного разделения формулируется в виде [154]

$$j_c = K_c \rho_n \Delta M c, \quad (2.25)$$

где K_c – коэффициент сегрегации, который является экспериментальной константой для данного типа материала в широком диапазоне изменения параметров потока и размеров частиц [178].

Величина избыточного момента сил ΔM , являющегося движущей силой сегрегации, вычисляется с учетом действия на частицу сил трения, тяжести и ударных импульсов. Расчетные зависимости для определения ΔM [26] учитывают, что избыточный момент сил возрастает с увеличением скорости сдвига частоты столкновений (скорости флуктуаций) частиц. Это свидетельствует о том, что движущая сила сегрегации в быстром сдвиговом потоке вследствие локальной неоднородности зернистой среды возрастает с увеличением ее «температуры».

Однако оценка влияния «температуры» зернистой среды на перемешивание и сегрегацию частиц в быстром сдвиговом потоке не ограничивается только указанной общей характеристикой. Действительно, кроме общей характеристики положительного влияния «температуры» зернистой среды на протекающие в ней при быстром сдвиге процессы перемешивания и сегрегации необходимо учитывать и гидродинамические условия, в которых фиксируется то или иное значение «температуры». Это связано с тем, что как минимум две характеристики уравнения состояния зернистой среды могут определять условия взаимодействия частиц при сдвиге. Например, при одном и том же значении «температуры» зернистой среды с повышением давления возникают более благоприятные условия для сегрегации по механизму сдвигового поточного разделения. Это связано с тем, что возрастание давления в «изотермических» условиях способствует увеличению частоты столкновений частиц, сил трения и ударных импульсов, интенсифицирующих противоточный переход неоднородных частиц из слоя в слой. Напротив, при аналогичном условии складываются неблагоприятные условия для протекания процесса перемешивания вследствие уменьшения длины свободного пробега частиц (среднего расстояния между ними). С повышением давления уменьшается порозность дисперсной среды при сдвиге, что приводит к снижению интенсивности взаимных перемещений частиц вследствие поперечного массопереноса и, как следствие, к уменьшению интенсивности квазидиффузионного перемешивания частиц. Квазидиффузионное перемешивание следует считать основным механизмом перемешивания частиц в быстром гравитационном потоке.

Таким образом, сегрегация в быстром гравитационном потоке интенсифицируется с повышением «температуры» зернистой среды в условиях, препятствующих сколько-нибудь значительному увеличению ее дилатансии.

Однако, проведенный сравнительный анализ влияния «температуры» зернистой среды на процессы разделения и перемешивания час-

тиц в быстром гравитационном потоке недостаточно полно отражает особенности их протекания, поскольку при анализе оставлен без внимания процесс разделения, обусловленный пространственной структурной неоднородностью, названный миграцией [115]. Согласно исследованию, проведенному в работе [115], процесс миграции частиц протекает вследствие различия скоростей квазидиффузионного перемещения неоднородных частиц в зернистой среде при условии наличия градиента концентрации твердой фазы. Градиент концентрации твердой фазы приводит к образованию в зернистой среде объемов с различными расстояниями между частицами. В таких объемах обеспечиваются соответственно условия для различных длин свободного пробега частиц. При этом частицы, которые характеризуются высокими скоростями квазидиффузионного перемещения (легкие, высокоупругие, гладкие), мигрируют в области, обеспечивающие условия для их флуктуаций с большими длинами свободного пробега. Напротив, частицы, имеющие относительно небольшие скорости квазидиффузионного перемещения (тяжелые, шероховатые, с низкой упругостью), мигрируют в области, в которых существуют условия для флуктуаций при небольших длинах свободного пробега. В результате такого перераспределения частиц происходит повышение локальной неоднородности среды по скоростям флуктуаций отдельных ее компонентов.

Согласно исследованиям, проведенным в работе [115], величина потока миграции в направлении градиента концентрации твердой фазы определяется в соответствии со следующим кинетическим уравнением:

$$j_m = -D_m \rho_n c \frac{\partial \ln s}{\partial y}. \quad (2.26)$$

В этом уравнении частная производная служит для выражения относительного темпа изменения среднего расстояния между частицами и, по существу, является движущей силой миграции. Результаты исследований, выполненных в работе [119], позволяют вычислять коэффициент миграции для бинарных смесей частиц, различающихся одновременно по размеру, плотности, шероховатости и упругости:

$$D_m = \frac{\bar{m}(c)(\bar{V}')^2}{2\bar{F}\bar{k}} \left(\frac{d_1^2 k_1}{m_1 \bar{d}^2} - \frac{d_2^2 k_2}{m_2 \bar{d}^2} \right), \quad (2.27)$$

где $\bar{F} = \bar{V}'/s$ – частота столкновения частиц, s^{-1} ; \bar{d} – средний диаметр частиц; \bar{k} – среднее значение коэффициента восстановления при соударении разнородных частиц потока.

Анализ кинетических уравнений процесса миграции (2.26) и (2.27) показывает, что по своей физической сущности миграция представляет собой процесс квазидиффузионного разделения и для его интенсификации необходимо обеспечение условий, аналогичных условиям интенсификации квазидиффузионного перемешивания. Действительно, увеличению коэффициента миграции способствует повышение «температуры» зернистой среды, сопровождаемое увеличением скорости флуктуации частиц и среднего расстояния между ними (порозности). Как уже отмечалось ранее, такой эффект повышения «температуры» зернистой среды может быть достигнут за счет увеличения скорости сдвига в условиях, обеспечивающих возрастание дилатансии среды.

Вместе с тем, необходимым условием протекания процесса разделения по механизму миграции является наличие градиента концентрации твердой фазы, как фактора, обеспечивающего соответствующее пространственное изменение расстояния между частицами.

Таким образом, по результатам проведенного анализа можно сделать общий вывод о том, что основным путем интенсификации процессов тепломассопереноса, смешения и разделения в быстром гравитационном потоке зернистого материала является повышение «температуры» зернистой среды, которое достигается за счет увеличения скоростей сдвига в объеме слоя. Однако при этом необходимо учитывать, чтобы при организации процессов тепломассопереноса и смешения высокие значения «температуры» достигались преимущественно за счет увеличения энергии взаимных перемещений частиц вследствие поперечного массопереноса. Выполнение этого условия обеспечивается при высоких значениях порозности слоя и скоростей флуктуаций частиц.

Напротив, для повышения эффективности процессов разделения в быстром гравитационном потоке неоднородного зернистого материала необходимо, чтобы высокие значения «температуры» зернистой среды движущегося слоя достигались преимущественно за счет увеличения сдвиговой составляющей энергии взаимных перемещений частиц. Для выполнения же этого условия необходимо, чтобы увеличение скорости сдвига в объеме слоя происходило без существенного увеличения его порозности.

Кроме того, разделению частиц, приобретающих при столкновениях существенно различные скорости флуктуаций, способствует организация гравитационных течений с большими градиентами концентрации твердой фазы в поперечном сечении потока, что в определенной мере эквивалентно условию высоких градиентов «температуры» зернистой среды в объеме слоя.

2.3.2. Переработка зернистых материалов методами соединения и разделения в быстрых гравитационных потоках

В предыдущих разделах работы показано, что быстрое гравитационное течение зернистых сред всегда сопровождается активным взаимодействием частиц, неизбежно вызывающим различные эффекты разделения и перемешивания. Неучет этих эффектов может привести к неожиданным последствиям, в том числе и к негативным.

Например, у материала, который на большинстве этапов его обработки пребывает в относительно однородном состоянии, могут существенно ухудшиться свойства на одной из завершающих вспомогательных операций, иногда только косвенно связанной с основным технологическим процессом. К таким операциям относятся упаковка, транспортирование готового продукта к месту назначения или его выгрузка из бункера перед использованием.

Вследствие таких особенностей быстрые сдвиговые гравитационные течения зернистых сред ставят соответствующие технологические и конструкторские задачи перед инженерами, занимающимися проектированием и эксплуатацией оборудования для переработки сыпучих материалов [179, 180].

Принимая во внимание, что около половины всех производимых и перерабатываемых материалов являются сыпучими, становится ясной необходимость учета закономерностей гравитационных течений зернистых сред при эксплуатации действующего и проектировании нового оборудования.

В предыдущем разделе проведен анализ кинетики процессов разделения и перемешивания при быстром гравитационном течении зернистого материала в связи с энергией взаимных перемещений частиц, оцениваемой с помощью параметра, называемого «температурой» зернистой среды. Результаты анализа позволяют определить взаимосвязь между отдельными составляющими энергии взаимных перемещений частиц и интенсивностью процессов их разделения и перемешивания. Первостепенное значение при этом приобретает вывод о том, что для интенсификации и процессов смешения и процессов разделения наиболее значимым является повышение «температуры» зернистой среды, которое, очевидно, должно достигаться за счет увеличения скорости сдвига. Из литературных источников [37, 116] известно, что основным способом повышения скорости сдвига является увеличение угла наклона ската.

Однако, при этом необходимо учитывать, что при организации процесса смешения увеличение скорости сдвига должно сопровождаться дилатансией гравитационного потока, что обеспечивает пре-

имущественное возрастание составляющей энергии взаимных перемещений частиц, обусловленной поперечным массопереносом.

Результаты экспериментальных исследований [116] быстрых гравитационных течений на шероховатом скате свидетельствуют, что при определенных параметрах течения может наблюдаться интенсивное перемешивание частиц зернистых материалов. Этому в значительной степени способствует увеличение относительного угла наклона ската. Экспериментальные данные также свидетельствуют о том, что эффекты взаимодействия частиц в потоке зернистой среды существенно зависят от высоты слоя материала на шероховатом скате. Например, увеличение угла при малых толщинах слоя приводит к активному взаимодействию частиц слоя с шероховатой подложкой и проникновению возникающих флуктуаций в центральную его часть.

Анализ профилей скорости и порозности в гравитационных потоках модельных материалов (см. табл. 2.2), полученных при различных углах наклона ската и высотах слоя, позволил авторам сделать вывод о том, что условия течения, благоприятные для перемешивания частиц, существуют при относительных углах $\sin \alpha / \sin \alpha_0 = 1,1 \dots 1,14$ и относительной высоте слоя $h/d = 8 \dots 12$.

При организации же процессов сепарации необходимо учитывать, что разделение неоднородных частиц происходит вследствие и локальной и пространственной неоднородности дисперсной среды. В связи с этим для интенсификации процессов разделения частиц увеличение скорости сдвига должно протекать либо без существенной дилатансии дисперсной среды, либо следствием дилатансии должно быть образование областей потока с высокими градиентами концентрации твердой фазы. При таких условиях в первом случае интенсифицируется сегрегация частиц по механизму сдвигового поточного разделения, а во втором – по механизму квазидиффузионного разделения (миграции). Во всяком случае, повышение «температуры» зернистой среды за счет увеличения скорости сдвига при организации процессов разделения в гравитационном потоке не должно приводить к образованию областей с высокими и одновременно однородными значениями дилатансии. Экспериментальные исследования [113, 116] показывают, что такие условия достигаются либо при умеренных углах ската, равных $(1,02 \dots 1,03) \sin \alpha / \sin \alpha_0$, либо при более высоких углах в режиме поперечного аэрирования гравитационного потока, прижимающего поток к подложке и тем самым ограничивающего его разрыхление.

Особый интерес для технологии сепарации неоднородных зернистых материалов представляют режимы гравитационного течения, ха-

рактирующиеся высокими значениями «температуры» зернистой среды по объему слоя и интенсивным поперечным массопереносом. В таких режимах, ограниченных углами наклона ската и высотами слоя, обеспечивается образование в потоке зон с высокой концентрацией частиц и большими градиентами концентрации между ними. В этом случае, несмотря на то, что составляющая энергии взаимных перемещений частиц вследствие их поперечного массопереноса (второй член уравнения (2.20)) имеет относительно высокое значение, поперечная квазидиффузия в значительной мере является результатом противоточного перемещения неоднородных частиц.

Таким образом, в определенных случаях, несмотря на абсолютное значение «температуры» зернистой среды, взаимное перемещение частиц может служить целям организации смещения компонентов и интенсификации процессов переноса в дисперсной среде, а в других – разделению неоднородных частиц.

Согласно результатам исследований, представленных в работах [165, 170], высокие концентрации частиц в ядре гравитационных потоков при высоких градиентах порозности в его приграничных областях наблюдаются при высотах слоя, соответствующих условию $h/d = 6...8$, и углах наклона ската, соответствующих соотношению $\sin \alpha / \sin \alpha_0 = 1,08...1,12$. В условиях течения, соответствующих указанному диапазону параметров гравитационного потока, можно прогнозировать наиболее сильное проявление комплексов эффектов сдвигового поточного разделения и миграции. Названные эффекты обеспечивают в совокупности сепарирование трудноразделимых смесей зернистых материалов [172, 181] по комплексу физико-механических свойств частиц.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНО-КИНЕМАТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК И ЭФФЕКТОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕОДНОРОДНЫХ ЧАСТИЦ ПРИ СДВИГОВОЙ ДЕФОРМАЦИИ ЗЕРНИСТОЙ СРЕДЫ

3.1. ТЕХНИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ ТЕЧЕНИЯ ЗЕРНИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ В РЕЖИМЕ СДВИГОВЫХ ДЕФОРМАЦИЙ

Переработка зернистых материалов в различных машинах и аппаратах (например, каталитических реакторах, валковых смесителях) часто сопровождается сдвиговыми деформациями в зернистой среде, которые являются причиной эффектов перемешивания и сегрегации частиц. Перераспределение твердых частиц зернистой смеси, вызванное этими эффектами, существенно влияет на кинетику технологических процессов и на качество готовой продукции.

В результате анализа литературных источников, приведенного в первой главе, установлено, что в настоящее время в общем случае не представляется возможным достаточно адекватно прогнозировать эффекты перемешивания и сегрегации частиц и учитывать их влияние при организации процессов, связанных с переработкой сыпучих материалов, сопровождающихся сдвиговыми деформациями. Это связано с отсутствием достаточно адекватной и универсальной модели механизма взаимодействия частиц, различающихся по комплексу физико-механических свойств, в слое зернистого материала при сдвиговых деформациях, а также экспериментальными трудностями получения объекта исследования, адаптированного для исследования кинетики эффектов взаимодействия частиц в таких условиях.

С целью устранения недостатков, присущих известным сдвиговым ячейкам, в настоящей работе предложена оригинальная конструкция экспериментальной установки для исследования эффектов взаимодействия частиц при сдвиговых деформациях в зернистой среде, схема и общий вид которой представлены на рис. 3.1 и 3.2.

В разработанной конвейерной сдвиговой ячейке [151, 182, 183] обеспечиваются условия взаимодействия частиц в режиме длительного скользящего контакта друг с другом в широком диапазоне скоростей сдвига в процессе двухмерного сдвигового течения зернистой среды.

Конвейерная ячейка для определения структурных и кинематических характеристик деформируемого сыпучего материала (рис. 3.1) содержит желоб 1 с шероховатым основанием 2, ленточный конвейер 3 с шероховатой бесконечной лентой 4, приводной 5 и натяжной 6 бара-

баны, которые закреплены на раме 7, привод конвейера 8 и бункер 9 для подачи исходного материала. Нижняя ветвь конвейера проходит в желобе 1 параллельно его основанию. Конвейер 3 установлен в желобе 1 с возможностью поворота натяжного барабана 6 вокруг оси приводного барабана 5. Для регулирования угла наклона желоба и конвейера служит узел регулировки 10.

Для обеспечения постоянного и равномерного зазора между шероховатым основанием желоба и нижней ветвью ленты конвейера в слое зернистого материала над последней установлены направляющие ролики 11. Ограничение рабочего участка слоя сыпучего материала в желобе и его разделение на элементарные объемы обеспечивается с помощью торцевых задвижек 12, имеющих возможность поперечного перемещения в желобе вдоль его боковых стенок.

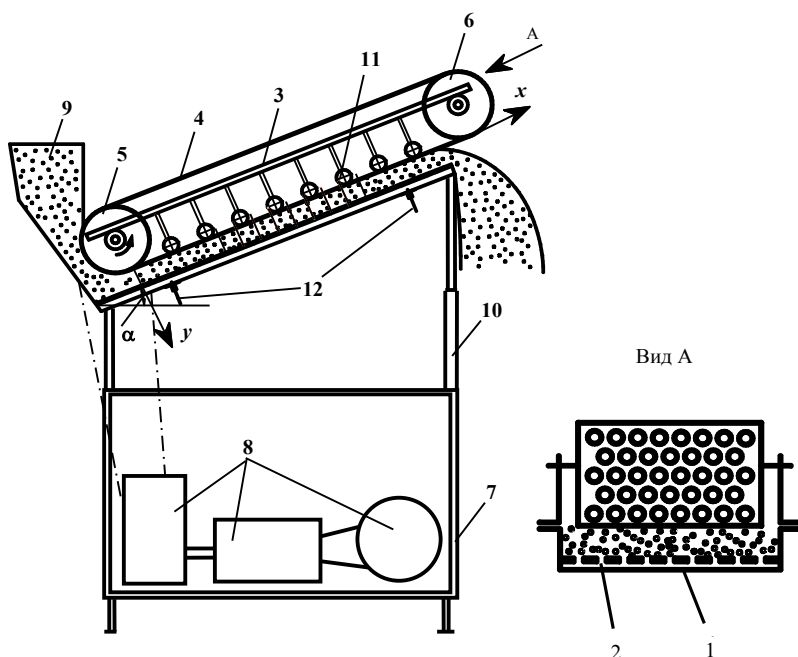


Рис. 3.1. Схема экспериментальной установки:

- 1 – желоб; 2 – шероховатая подложка; 3 – ленточный конвейер;
 4 – шероховатая бесконечная лента; 5 – барабан конвейера приводной;
 6 – натяжной барабан; 7 – рама; 8 – привод; 9 – бункер исходного материала;
 10 – узел регулировки угла наклона желоба; 11 – направляющие ролики;
 12 – торцевые задвижки



Рис. 3.2. Общий вид установки

Для обеспечения граничного условия прилипания частиц исследуемой среды дно канала и лента конвейера имеют шероховатость, равную половине диаметра соответствующих частиц. С той же целью на дне канала закреплена резиноканевая лента, на которой выполнены углубления размером в половину диаметра частиц. Тем самым обеспечиваются условия прилипания частиц, контактирующих с верхней и нижней границами канала, с образованием зоны активного сдвига между ними. За счет шероховатости основания желоба и ленты в слое зернистого материала создаются сдвиговые деформации, скорость которых изменяется путем изменения скорости движения ленты и угла наклона желоба.

Модельными зернистыми материалами при проведении экспериментальных исследований эффектов взаимодействия частиц при сдвиговых деформациях были сферические керамические гранулы и стеклянный бисер со средними диаметрами частиц $6,6 \cdot 10^{-3}$ м и $3,5 \cdot 10^{-3}$ м, соответственно. Такие материалы были выбраны в связи с их механической стойкостью к смятию и истиранию.

Одной из проблем, с которыми пришлось столкнуться при выполнении исследования, был выбор и подготовка модельной зернистой среды, обусловленные тем, что при взаимодействии частиц в потоке доминирующими являются эффекты, возникающие вследствие неоднородности размера и плотности. Поэтому подготовка модельного материала состояла в приготовлении смеси однородных по плотности, размеру и форме частиц. При этом были предъявлены достаточно высокие требования к однородности размера, сферичности и стабильно-

сти свойств модельного материала, чтобы исключить влияние этих параметров на результаты эксперимента.

Подготовка материала осуществлялась по следующей методике:

1) выявление преобладающего диаметра исходного материала: всю массу материала разделяли на пять равных частей, для каждой части проводили по двадцать замеров диаметра частиц с помощью микрометра (микрометр МК 25-2, ГОСТ 6507–78, диапазон измерений 0...25 мм, цена деления 0,01 мм, предел допускаемой погрешности ± 4 мкм) и путем подсчета среднего арифметического определяли значение среднего диаметра частиц;

2) обеспечение равенства диаметров частиц зернистого материала: с помощью специально изготовленных сит с диаметрами отверстий на 0,05 мм больше и меньше диаметра, полученного на первом этапе, проведена ситовая классификация материала;

3) отбраковка частиц, имеющих явно несферическую форму, визуальным методом.

С использованием предложенной технологии были получены частицы стеклянного бисера диаметром $3,5 \pm 0,05$ мм и керамические гранулы диаметром $6,6 \pm 0,05$ мм.

Проведено изучение физико-механических свойств смеси и частиц, необходимых для моделирования эффектов перемешивания и разделения. Истинная ρ и насыпная ρ_n плотности зернистой среды определены с использованием традиционных пикнометрических методов. Угол естественного откоса α_0 и коэффициент трения f модельных материалов определены по известной методике. В результате исследования получены характеристики физико-механических свойств частиц модельной зернистой среды, представленные в табл. 3.1.

3.1. Характеристики физико-механических свойств частиц модельной зернистой среды

Материал	Эквивалентный диаметр $d_b \cdot 10^{-3}$, м	Фактор формы	Плотность частиц		Угол естественного откоса α_0 , град	Коэффициент трения f
			ρ , кг·м ⁻³	ρ_n , кг·м ⁻³		
Стеклянный бисер	3,5	1	2537	1575	26	0,1
Керамические гранулы	6,6	1	2086	1251	36	0,44

Работы по подготовке к эксперименту включали следующие этапы:

1) экспериментальное определение скорости движения ленты конвейера, его наклон и толщину слоя сыпучего материала в желобе, при которых достигаются условия для возникновения достаточно обширной области сдвига, охватывающей как можно большее число элементарных слоев частиц материала: толщину слоя материала в желобе определяли, используя измерительную металлическую линейку, угол наклона α ленты транспортера устанавливали с помощью угломера (угломер, тип 1, модель 2УМ, ГОСТ 5378–66, предел измерения $0 \dots 180^\circ$, значение отсчета по нониусу 2 мин, основная погрешность ± 2 мин), время деформации измеряли секундомером; добивались значений перечисленных параметров, при которых величина сдвиговых деформаций максимальна;

2) с использованием индикаторного метода исследовали характеристики течения монодисперсных материалов при сдвиговых деформациях в ячейке сдвига. В качестве индикатора были использованы окрашенные микродобавками туши частицы этих материалов (при этом не происходило существенного изменения свойств модельных материалов).

Экспериментальные исследования проводили при импульсном вводе индикатора в одну из элементарных ячеек канала (рис. 3.3) и неизменных условиях сдвига для каждой из зернистых сред [184]. Первоначально конвейер и желоб устанавливали под определенным углом α наклона к горизонту. Затем включали привод конвейера, и сыпучий материал из бункера транспортировался в рабочее пространство между подложкой желоба и нижней ветвью конвейера. После выхода установки на стационарный режим привод выключали. Ленту поворотом конвейера вокруг оси барабана отводили от слоя материала

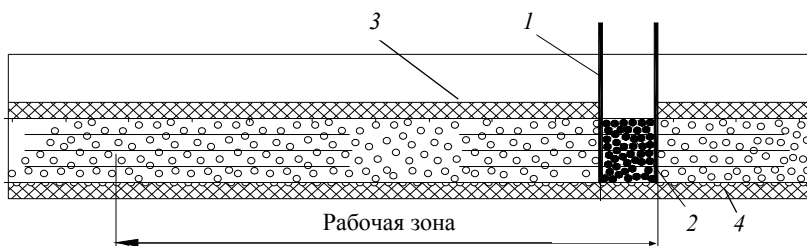


Рис. 3.3. Схема импульсной загрузки индикатора:

1 – отсекатель; 2 – индикатор; 3 – шероховатая лента; 4 – основание желоба

и в образовавшийся зазор на определенном участке желоба в слой вводили некоторое количество частиц индикатора. Конвейер устанавливали в прежнее положение и вновь включали привод. После прохода нижней ветви ленты конвейера пути, соответствующего длине рабочего участка желоба, привод выключали и фиксировали время t деформации сдвига. С помощью заслонок 1 (см. рис. 3.1) в желобе выделяли рабочий участок слоя зернистого материала, и желоб с материалом снимали.

Выделенный участок материала анализировали по распределению индикатора по объему рабочей зоны желоба (рис. 3.4). Для этого с помощью пластин-отсекателей 1 слой материала делили на равные по длине ячейки и вакуумным пробоотборником 2 из них послойно отбирали пробы материала, которые взвешивали на весах (ВЛК-500, предел взвешивания 0...500 г, предельная погрешность 0,5 г). Далее из проб отбирали частицы индикатора, взвешивали, и определяли содержание частиц индикатора в пробах.

В результате экспериментального исследования получали распределение частиц индикатора по длине l и толщине h слоя материала в желобе. Затем по экспериментальным данным определяли среднестатистическую координату смещения частиц индикатора в каждом i -м элементарном подслое

$$\Delta x_i = \frac{1}{\bar{c}_i l} \int_0^l c_i(x) dx, \quad (3.1)$$

где Δx_i – среднестатистическая координата смещения частиц индикатора в i -м элементарном подслое; $c_i(x)$ – текущая концентрация индикатора; \bar{c}_i – средняя концентрация индикатора в i -м элементарном подслое; l – длина зоны деформации, соответствующей стационарным условиям потока в канале.

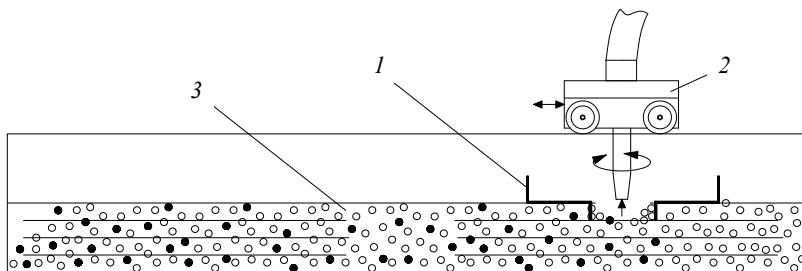


Рис. 3.4. Схема отбора проб материала:

1 – отсекатель; 2 – вакуумный пробоотборник; 3 – слой зернистого материала

По известной координате смещения частиц индикатора Δx_i , соответствующей стационарным условиям потока, и времени этого смещения t (равно времени деформации) определяли среднюю скорость движения частиц материала в i -м элементарном подслое как $u_i = \Delta x_i / t$. По полученным данным строили профиль скорости частиц по толщине слоя сыпучего материала $u = f(y)$ (рис. 3.5). Дифференцированием полученного профиля вычисляли скорость сдвига по толщине слоя сыпучего материала $\frac{du}{dy} = f'(y)$ (рис. 3.6).

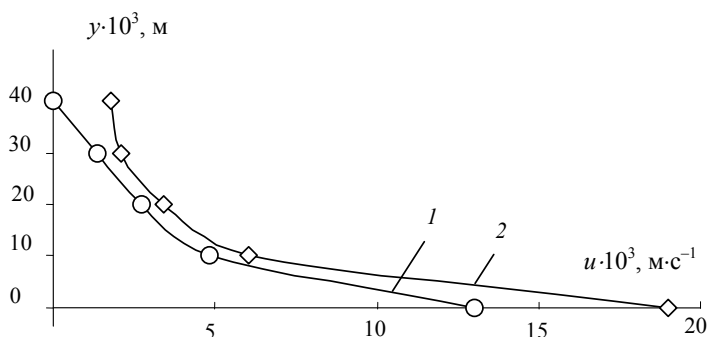


Рис. 3.5. Профиль скорости керамических гранул при различных скоростях ленты ($v_d = 0,013, \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ (1); $0,019, \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ (2))

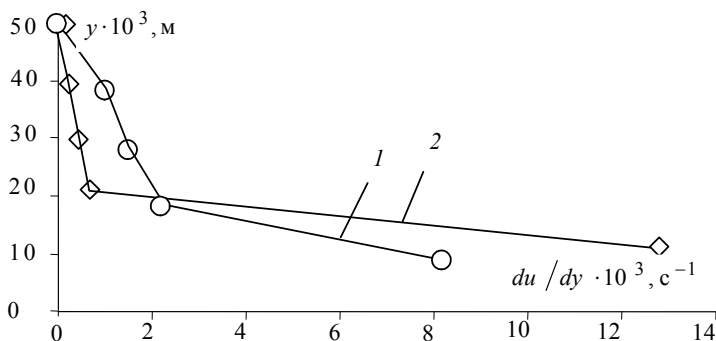


Рис. 3.6. Профиль скорости сдвига керамических гранул при различных скоростях ленты ($v_d = 0,013, \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ (1); $0,019, \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ (2))

Одновременно со скоростью движения частиц материала оценивали структурную характеристику деформируемого слоя материала в канале – порозность ε , измеряя ее по элементарным слоям потока. С этой целью определяли массу материала, взятого из каждого i -го элементарного подслоя, и объем данного подслоя. Затем по известной формуле вычисляли порозность ε_i каждого элементарного подслоя деформированного материала:

$$\varepsilon_i = \frac{V_{\text{сли}} - V_{\text{mi}}}{V_{\text{сли}}}, \quad (3.2)$$

где $V_{\text{сли}}$ – объем i -го элементарного подслоя; V_{mi} – объем материала в i -м подслое.

Результаты исследования порозности слоя деформированного материала, представленные на рис. 3.7, свидетельствуют о существенном ее изменении по толщине слоя [185, 186].

На следующем этапе работы проведены исследования динамики течения зернистой среды на конвейерной сдвиговой ячейке. Исследования проведены при различных скоростях ленты $v_{\text{л}}$ конвейера и углах наклона желоба к горизонту α . В качестве модельного материала использовали керамические гранулы. При этом один из указанных параметров фиксировался, а другой изменялся в определенном интервале. Наиболее интенсивные сдвиговые деформации в слое зернистого материала, охватывающие наибольший объем слоя, наблюдались при скорости движения ленты $v_{\text{л}} = 0,019 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$ и угле наклона $\alpha = 20^\circ$.

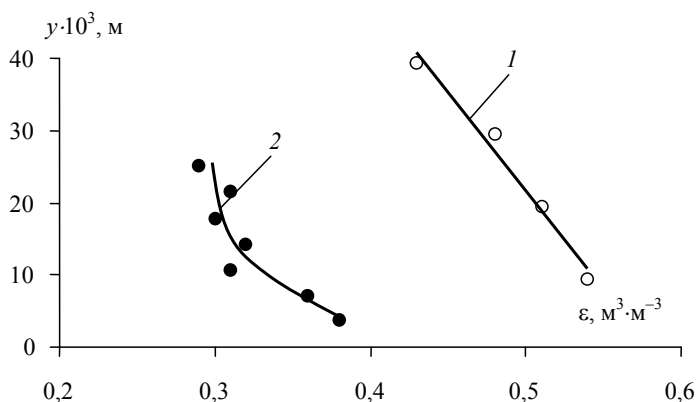


Рис. 3.7. Изменение профиля порозности по толщине слоя сыпучего материала (керамика – 1, бисер – 2)

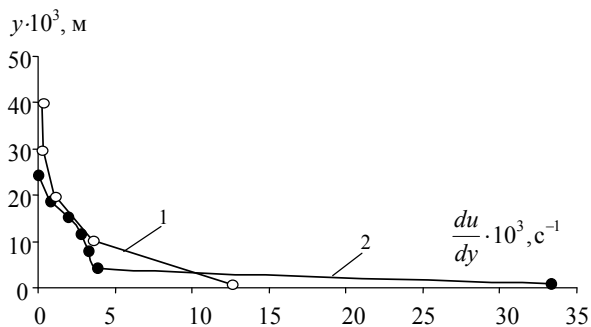


Рис. 3.8. Профили скорости сдвига по толщине слоя сыпучего материала
(керамические гранулы – 1, бисер – 2)

Анализ экспериментальных данных по распределению частиц индикатора в слое зернистого материала показал, что на рабочем участке слоя сыпучего материала имеют место достаточно интенсивные сдвиговые деформации, вследствие чего происходило перераспределение частиц индикатора по всему объему рабочего участка слоя при $\alpha = 20^\circ$ и $v_d = 0,019 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ (рис. 3.8 и 3.9). Этот факт свидетельствует о возможности использования разработанной конструкции экспериментальной установки и методики проведения исследований при описании эффектов взаимодействия частиц зернистого материала при сдвиговых деформациях.

Аналогичные экспериментальные исследования проведены на другом модельном материале – частицах стеклянного бисера. На рисунке 3.8 представлены профили скорости – кривые изменения скорости сдвига по толщине слоя модельных материалов. Максимальная скорость сдвига наблюдается в непосредственной близости к движущейся шероховатой ленте. По мере удаления от нее вглубь слоя зернистого материала интенсивность сдвига уменьшается и в непосредственной близости к шероховатому основанию становится равной нулю. В соответствии с этими характеристиками деформирующегося слоя изменяется и профиль порозности по толщине слоя зернистого материала. В областях потока, характеризующихся высокими значениями скорости сдвига, закономерно наблюдаются более высокие значения порозности.

Достаточно интенсивные сдвиговые деформации наблюдаются при использовании обоих модельных материалов. При этом сдвиговым деформациям подвергается объем, охватывающий более семи элементарных слоев соответствующих материалов. Анализ зависимостей порозности от скорости сдвига $\varepsilon = f(du/dy)$ (рис. 3.9) при различной

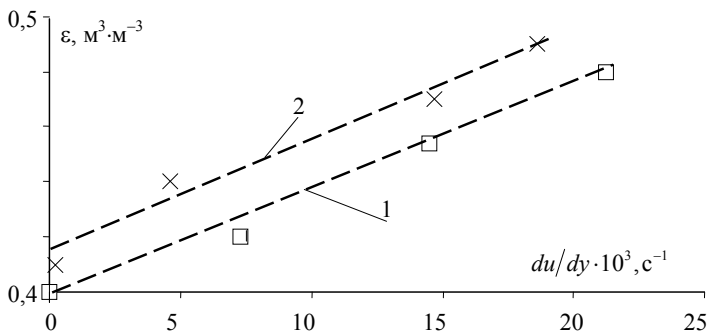


Рис. 3.9. Зависимость порозности от скорости сдвига:
 угол наклона $\alpha = 20^\circ$,
 скорость ленты конвейера $v_{л} = 0,013 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ (1) и $v_{л} = 0,026 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ (2)

скорости движения ленты конвейерной ячейки позволяет заключить, что порозность слоя увеличивается не только при увеличении скорости сдвига, но и с возрастанием скорости ленты, что объясняется изменением условий заполнения канала исходным материалом [185].

3.2. ЭФФЕКТЫ ПЕРЕМЕШИВАНИЯ И РАЗДЕЛЕНИЯ ЧАСТИЦ ПРИ СДВИГОВОЙ ДЕФОРМАЦИИ ЗЕРНИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ

По методике, описанной в предыдущем разделе, на конвейерной сдвиговой ячейке проведены исследования процесса смешивания частиц при сдвиговых деформациях зернистой среды при фиксированных значениях скорости ленты $v_{л}$ конвейера и угле наклона желоба к горизонту α . В качестве модельных материалов использовали керамические гранулы диаметром $6,6 \cdot 10^{-3}$ м и частицы стеклянного бисера диаметром $3,5 \cdot 10^{-3}$ м.

Процесс смешивания частиц монодисперсных материалов при сдвиговых деформациях в ячейке сдвига исследовали с использованием индикаторного метода. В качестве индикатора использовали окрашенные микродобавками туши частицы модельных материалов. В результате анализа отобранных проб на содержание частиц индикатора получено распределение концентрации c по длине l и толщине слоя h керамических гранул (рис. 3.10 и 3.11) [184] и частиц стеклянного бисера (рис. 3.12 и 3.13). Из этих результатов следует, что перемешивание частиц осуществляется по всей исследуемой толщине слоя материала. Причем наиболее интенсивное перемешивание частиц наблюда-

ется в слоях материала, расположенных в непосредственной близости к движущей ленте, что объясняется более высокими скоростями сдвига в этой области потока.

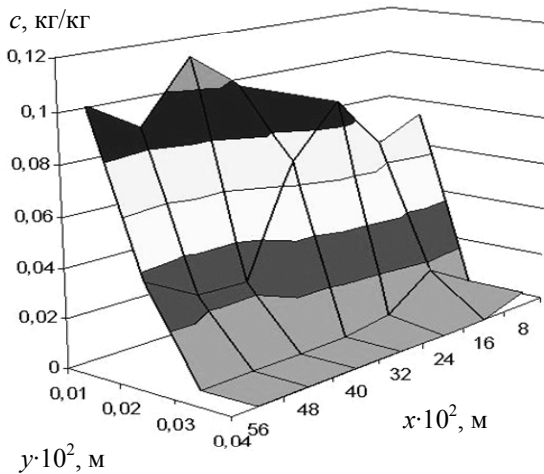


Рис. 3.10. Распределение концентрации c частиц индикатора по длине x и толщине y слоя керамических гранул $d = 6,6 \cdot 10^{-3}$ м при $v_n = 0,019$ м·с $^{-1}$, $\alpha = 20^\circ$

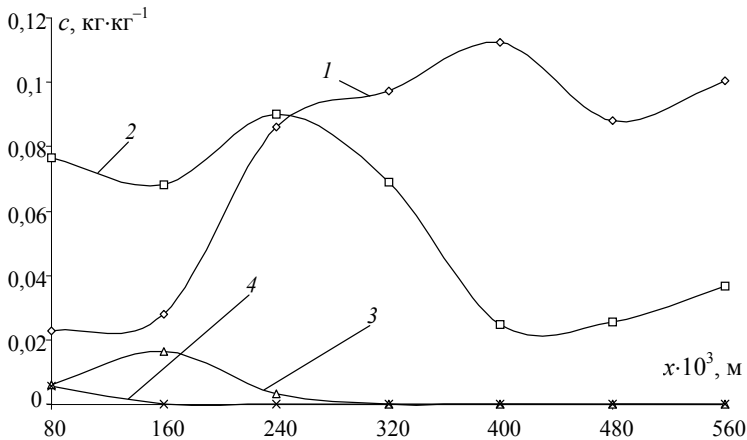


Рис. 3.11. Распределение концентрации индикатора по длине слоя керамических гранул $d = 6,6 \cdot 10^{-3}$ м при $v_n = 0,019$ м·с $^{-1}$, $\alpha = 20^\circ$:
1 – 4 – номер элементарного подслоя

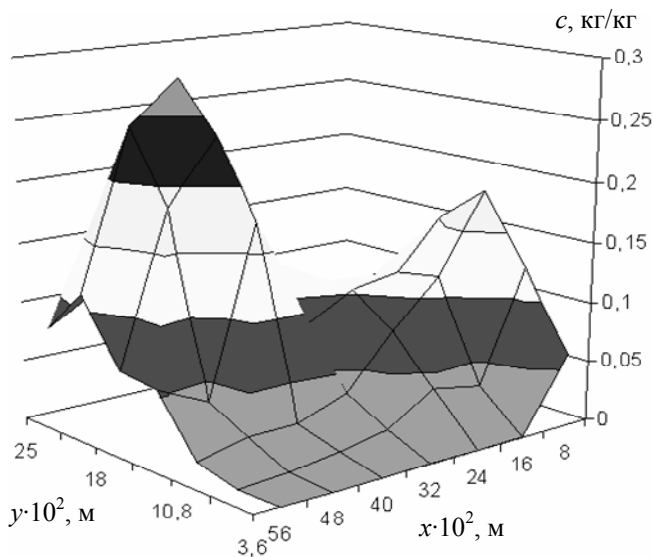


Рис. 3.12. Распределение концентрации c частиц индикатора по длине (x) и толщине (y) слоя стеклянного бисера $d = 3,5 \cdot 10^{-3}$ м при $v_d = 0,019$ м·с $^{-1}$, $\alpha = 20^\circ$

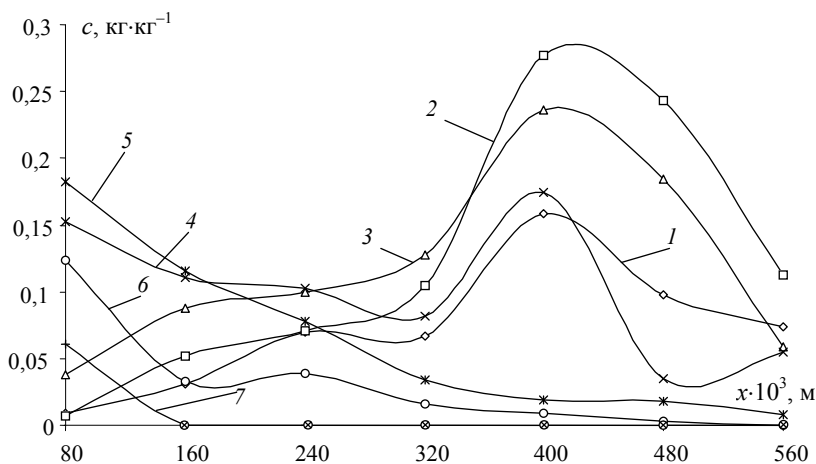


Рис. 3.13. Распределение концентрации индикатора по длине слоя стеклянного бисера $d = 3,5 \cdot 10^{-3}$ м при $v_d = 0,019$ м·с $^{-1}$, $\alpha = 20^\circ$:
1 – 7 – номер элементарного подслоя

Кроме того, анализ кривых распределения концентрации частиц материала по длине желоба, приведенных на рис. 3.11 и 3.13, показывает, что перемешивание частиц стеклянного бисера происходит более интенсивно по сравнению с керамическими гранулами. Очевидно, это является следствием относительно более интенсивных сдвиговых деформаций для этого материала.

На следующем этапе работы на конвейерной сдвиговой ячейке (см. рис. 3.1) проведены исследования процесса разделения частиц при сдвиговых деформациях зернистой среды. Экспериментальные исследования процесса сегрегации частиц при сдвиговых деформациях зернистой среды введены по методике, описанной в предыдущем разделе, и при фиксированных значениях скорости ленты $v_{л}$ конвейера и угла наклона желоба к горизонту α . При этом в качестве модельных зернистых материалов использованы керамические гранулы диаметром $d_b = 6,6 \cdot 10^{-3}$ м и частицы стеклянного бисера диаметром $d_b = 3,5 \cdot 10^{-3}$ м, а в качестве индикатора – окрашенные частицы этих материалов диаметром $d_t = 4,4 \cdot 10^{-3}$ м и $d_t = 3,1 \cdot 10^{-3}$ м, соответственно.

Экспериментальные исследования проведены при импульсном вводе индикатора и постоянных параметрах сдвига для каждой из зернистых сред. В результате анализа отобранных проб на содержание частиц индикатора получено распределение концентрации c по длине l и толщине слоя h керамических гранул (рис. 3.14 и 3.15) [184] и частиц стеклянного бисера (рис. 3.16 и 3.17).

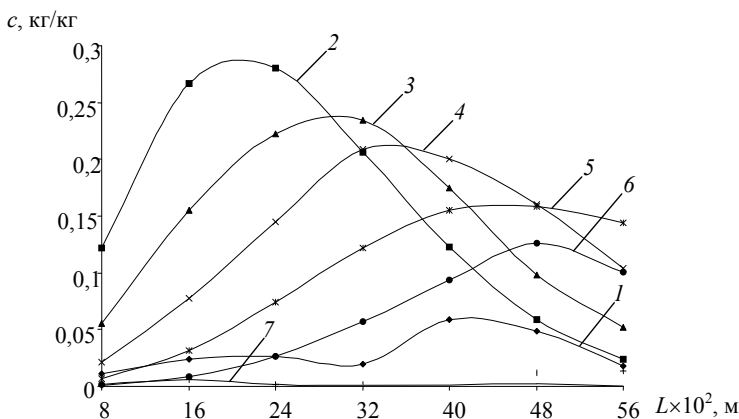


Рис. 3.14. Распределение концентрации контрольных частиц ($d_t = 3,1 \cdot 10^{-3}$ м) по длине слоя стеклянного бисера ($d_b = 3,5 \cdot 10^{-3}$ м) при $v_{л} = 0,019$ м·с⁻¹, $\alpha = 20^\circ$: 1 – 7 – номер элементарного подслоя

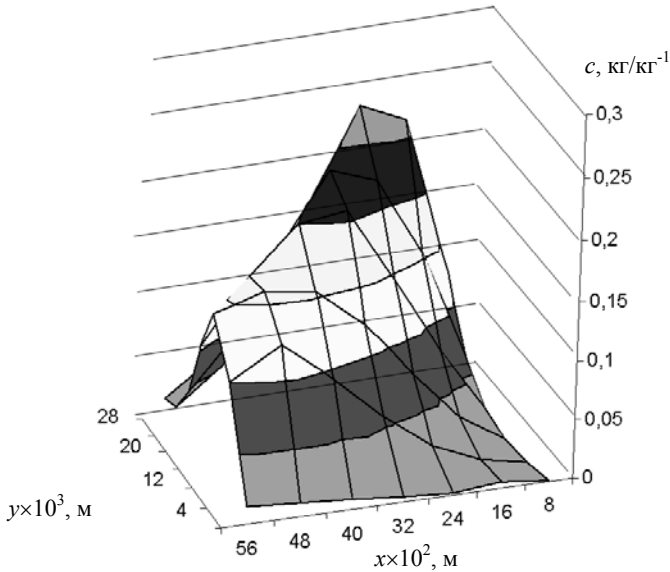


Рис. 3.15. Распределение концентрации c контрольных частиц ($d_t = 3,1 \cdot 10^{-3}$ м) по длине (x) и толщине (y) слоя стеклянного бисера ($d_b = 3,5 \cdot 10^{-3}$ м), при $v_n = 0,019$ м·с $^{-1}$, $\alpha = 20^\circ$

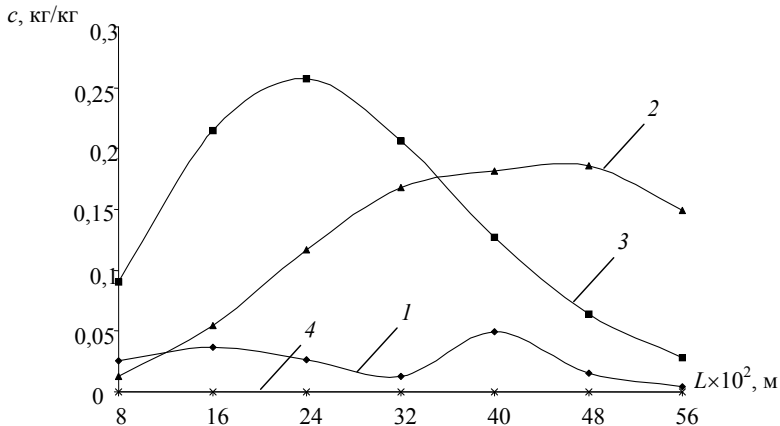


Рис. 3.16. Распределение концентрации контрольных частиц ($d_t = 4,4 \cdot 10^{-3}$ м) по длине слоя керамических гранул ($d_b = 6,6 \cdot 10^{-3}$ м) при $v_n = 0,019$ м·с $^{-1}$, $\alpha = 20^\circ$:
1 – 4 – номер элементарного подслоя

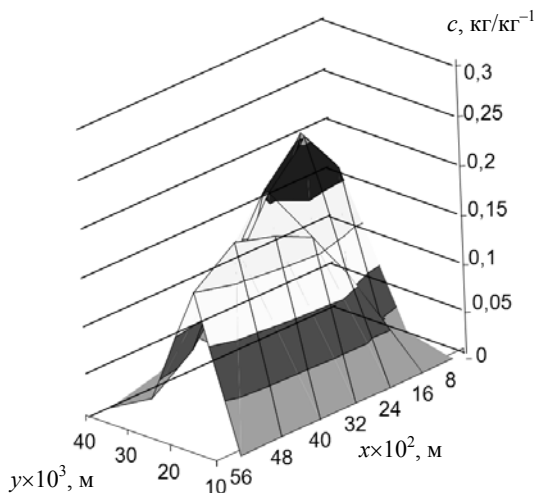


Рис. 3.17. Распределение концентрации c контрольных частиц ($d_t = 4,4 \cdot 10^{-3}$ м) по длине (l) и толщине (h) слоя керамических гранул ($d_b = 6,6 \cdot 10^{-3}$ м) при $v_d = 0,019$ м·с $^{-1}$, $\alpha = 20^\circ$

Результаты экспериментальных исследований показывают, что наиболее интенсивное перераспределение частиц происходит в центральных слоях потока материала. В то же время периферийные слои характеризуются минимальным содержанием частиц индикатора.

Очевидно, это объясняется активным влиянием на поток материала движущейся шероховатой ленты конвейера (первый подслой) и минимальной скоростью сдвига в непосредственной близости к основанию канала (последние подслои).

4. АНАЛИЗ ПРОЦЕССОВ РАЗДЕЛЕНИЯ (СЕГРЕГАЦИИ) И СМЕШИВАНИЯ ЧАСТИЦ ПРИ СДВИГОВОЙ ДЕФОРМАЦИИ ЗЕРНИСТОЙ СРЕДЫ

4.1. КИНЕТИКА И МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА СМЕШИВАНИЯ ЧАСТИЦ ЗЕРНИСТОЙ СРЕДЫ В УСЛОВИЯХ СДВИГОВОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Эффект перемешивания используется как технологическая операция для интенсификации тепломассообменных процессов и организации процесса смешивания. Технологической целью процесса смешивания является получение смеси с равномерным распределением каждого компонента на любом участке объема. Для интенсификации смешивания компонентам надо сообщить такие движения, чтобы их траектории имели возможно большее число пересечений и встречных движений. В общем случае сдвигового течения движение микрообъемов и частиц могут быть поступательными, колебательными и вращательными. При сдвиговых деформациях зернистой среды (в отличие от быстрых сдвиговых) частицы перемещаются при длительных контактах друг с другом, и геометрия деформированного объема остается неизменной после снятия напряжений, вызвавших деформацию. Колебательной составляющей движения частиц при этом представляется возможным пренебречь.

Для аналитического описания процесса смешивания дисперсных материалов широко используется диффузионная модель [187]. Уравнение кинетики смешивания обычно формулируется при этом в виде закона диффузии Фика [60, 86]

$$j_m = -D_{\text{диф}} \text{grad } c . \quad (4.1)$$

Основные трудности на пути такого описания возникают при определении величины коэффициента квазидиффузионного перемешивания. В работе [98] предложено определять коэффициент квазидиффузии при сдвиге зернистой среды на базе теоретической модели Эйнштейна броуновского движения частиц с учетом скорости сдвига, размера частиц и экспериментальных значений дисперсии распределения частиц индикатора. Очевидно, что прогностические свойства такого метода весьма ограничены и, кроме того, при его реализации без внимания остается важный микроструктурный параметр среды – порозность. Необходимость учета доли свободного пространства в зернистой среде представляется чрезвычайно важной, поскольку последняя определяет взаимную подвижность частиц в среде. Исследования,

проведенные в предыдущей главе работы, свидетельствуют о существенной структурной неоднородности среды вследствие зависимости порозности от скорости сдвига [188].

Для прогнозирования коэффициента квазидиффузионного перемешивания в быстром сдвиговом потоке в работе [60] использована аналогия между зернистой средой при быстром сдвиге и плотным газом с применением понятий длины свободного пробега частиц и скорости их флуктуаций. Для неэластичных сферических частиц длина свободного пробега принята равной среднему расстоянию между частицами s , а скорость флуктуаций V' определена с учетом структурных, кинематических параметров среды и энергии, диссипируемой при столкновении частиц. Коэффициент квазидиффузионного перемешивания вычисляется как

$$D_{\text{диф}} = \frac{1}{2} s V' . \quad (4.2)$$

В настоящей работе эти модельные представления используются для определения коэффициента квазидиффузии частиц в стесненных условиях взаимодействия, которые наблюдаются при сдвиговом течении зернистой среды с умеренными и малыми скоростями сдвига, соответствующими сдвиговым деформациям зернистых сред [189, 190].

При малых значениях скорости сдвига, даже при относительно невысоких значениях нормального напряжения, порозность зернистой среды, состоящей из частиц, близких по форме к сферическим, не превышает величины 0,5 [21]. При таких концентрациях частиц в сдвиговом потоке между ними устанавливается некоторый ближний порядок, и зоны сдвига располагаются преимущественно между элементарными слоями, расстояние l между которыми определяется в зависимости от порозности и среднего размера частиц d как

$$l = bd , \quad (4.3)$$

где $b = \left(\frac{\pi}{6(1-\varepsilon)} \right)^{0,33}$ – геометрический параметр.

Среднее расстояние между частицами вычисляется как

$$s = \left(\frac{b}{b_0} - 1 \right) d, \quad (4.4)$$

где b_0 – значение параметра b при минимально возможной порозности среды ε_0 . Для однородных сферических частиц $\varepsilon_0 = 0,2595$.

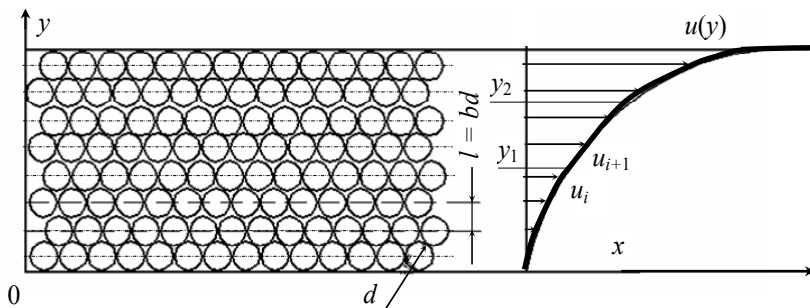


Рис. 4.1. К определению параметров сдвигового течения однородных частиц зернистой среды при сдвиговой деформации

При сдвиговой деформации дисперсной среды в таких условиях взаимодействия частиц (рис. 4.1) возникает их поперечный массоперенос [26, 106], обусловленный наличием поперечной составляющей относительной скорости движения частиц.

Эта составляющая возникает в результате «наката» частицы элементарного слоя, движущегося с относительно высокой скоростью, на частицы соседнего элементарного слоя, движущегося с меньшей скоростью. В случае однородной зернистой среды наиболее вероятен одновременный контакт быстрой частицы с двумя частицами медленно движущегося элементарного слоя (рис. 4.2).

В результате такого контакта возникает поперечная составляющая скорости движения контрольной частицы, которая становится импульсом к хаотическому перераспределению частиц в потоке зернистой среды, формально аналогичному диффузионному перемешиванию сред на молекулярном уровне.

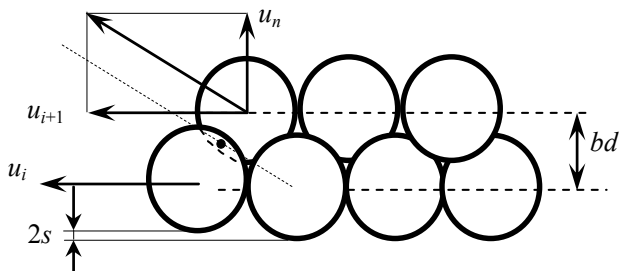


Рис. 4.2. Схема взаимодействия однородных частиц смежных слоев при сдвиге зернистой среды в стесненных условиях

Если предположить, что в зоне контакта двух элементарных слоев сдвигового течения в направлении x среднее значение скорости сдвига равно $\frac{du}{dy}$, то средняя относительная скорость частиц этих смежных слоев u_0 будет равна

$$u_0 = bd \frac{du}{dy}. \quad (4.5)$$

С учетом геометрии системы поперечная составляющая скорости в относительном движении частиц в этих слоях может быть вычислена как

$$u_{\pi} = u_0 \sin\left(\pi \frac{d+s}{4d}\right). \quad (4.6)$$

В соответствии с моделью квазидиффузионного перемешивания [60] коэффициент квазидиффузии можно вычислить по аналогии с (4.2)

$$D_{\text{диф}} = \frac{1}{2} s b d \sin\left(\pi \frac{d+s}{4d}\right) \frac{du}{dy}. \quad (4.7)$$

Тогда поток квазидиффузионного перемешивания частиц в направлении, поперечном направлению сдвига, будет определяться выражением

$$j_{\pi} = -\frac{1}{2} s b d \sin\left(\pi \frac{d+s}{4d}\right) \frac{du}{dy} \frac{\partial c}{\partial y} \rho_{\text{н}}. \quad (4.8)$$

Таким образом, коэффициент квазидиффузионного перемешивания в сдвиговом потоке неэластичных сферических частиц определяется как функция скорости сдвига, размера частиц и порозности в потоке частиц. Если учесть, что параметры сдвигового потока (скорость сдвига, порозность) существенно зависят от физико-механических свойств частиц, то становится очевидным влияние этих свойств на интенсивность перемешивания.

В результате анализа экспериментальных данных представилось возможным дать математическое описание эффекта перемешивания и конвекционного перемещения частиц зернистой среды при сдвиговых деформациях.

В дальнейшем, полагая, что перемешивание среды в направлении сдвига определяется, в основном, конвекционной составляющей перемещения частиц, уравнение динамики распределения частиц в двухмерном установившемся сдвиговом потоке в отсутствие эффекта сегрегации будем формулировать в следующем виде [191, 192]:

$$\frac{\partial(c\rho_n)}{\partial t} = -\frac{\partial(uc\rho_n)}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho_n D_{\text{диф}} \frac{\partial c}{\partial y} \right). \quad (4.9)$$

Уравнение (4.9) интегрируется численным методом при граничных условиях, определяющих отсутствие диффузионных потоков частиц через границы движущегося слоя:

$$D_{\text{диф}} \frac{\partial c}{\partial y} \Big|_{y=0,h} = 0,$$

$$c(0, y, t) = c_n,$$

и начальном условии, определяющем распределение контрольных частиц в потоке, соответствующем случаю импульсного ввода индикатора:

$$c(0 < x < x_k, y, t = 0) = 1;$$

$$c(x > x_k, y, t = 0) = 0,$$

где c_n – начальная концентрация индикатора; x_k – длина рабочего участка канала, используемого для импульсного ввода контрольных частиц.

Проверка адекватности разработанной модели динамики распределения частиц в двухмерном установившемся сдвиговом потоке проведена путем сравнения результатов моделирования процесса смешивания с экспериментальными данными, полученными в режиме сдвиговых деформаций однородных зернистых сред на конвейерной сдвиговой ячейке (см. рис. 3.1) по методике, описанной в главе 3. В качестве модельных зернистых материалов использованы керамические гранулы диаметром $6,6 \cdot 10^{-3}$ м и частицы стеклянного бисера диаметром $3,5 \cdot 10^{-3}$ м, а в качестве индикатора – окрашенные частицы этих материалов. Использование в качестве красящего вещества микродобавок туши практически исключило изменение физико-механических свойств частиц при окрашивании. Экспериментальные исследования проведены при импульсном вводе индикатора и неизменных условиях сдвига для каждой из зернистых сред.

В результате анализа отобранных проб на содержание частиц индикатора получено распределение концентрации c по длине x и толщине слоя y керамических гранул (см. рис. 3.10 и 3.11) [186] и частиц стеклянного бисера (см. рис. 3.12 и 3.13). Аналогичные функции распределения концентрации частиц индикатора по толщине зернистого материала для соответствующих участков слоя при фиксированных параметрах потока получены в результате численного решения уравнения (4.9) динамики распределения частиц в двухмерном установившемся потоке. Значение коэффициента квазидиффузионного перемешивания $D_{\text{диф}}$, необходимое для моделирования процесса, определено расчетным путем в соответствии с выражением (4.7) и использованием результатов экспериментального исследования динамики сдвига по методике, изложенной в главе 3. На рисунках 4.3 и 4.4 представлены экспериментальные и расчетные поля концентрации частиц индикатора в потоке керамических гранул и частиц стеклянного бисера при аналогичных условиях организации сдвигового течения для каждой из зернистых сред, позволяющие сделать вывод о том, что расчетные значения достаточно хорошо как качественно, так и количественно соответствуют экспериментальным данным.

Адекватность уравнения динамики распределения частиц в двухмерном сдвиговом потоке проверена путем статистической оценки степени расхождения расчетных и экспериментальных результатов. Методом оценки степени различия дисперсии экспериментальных результатов (дисперсии воспроизводимости) и дисперсии прогнозируемых значений (дисперсии адекватности) концентрации частиц индикатора с доверительной вероятностью 95% сделан вывод об адекватности предложенного уравнения динамики смешивания частиц при сдвиговых деформациях зернистого материала. Адекватность прогнозируемых и экспериментальных результатов имеет место для модельных материалов с существенно различными физико-механическими свойствами.

Среднее квадратичное отклонение прогнозируемых профилей концентрации от экспериментально полученных в среднем по приведенным результатам исследования составляет 7%. Таким образом, результаты статистического анализа свидетельствуют о том, что уравнение динамики распределения частиц в сдвиговом потоке характеризуется относительно высокими прогностическими свойствами.

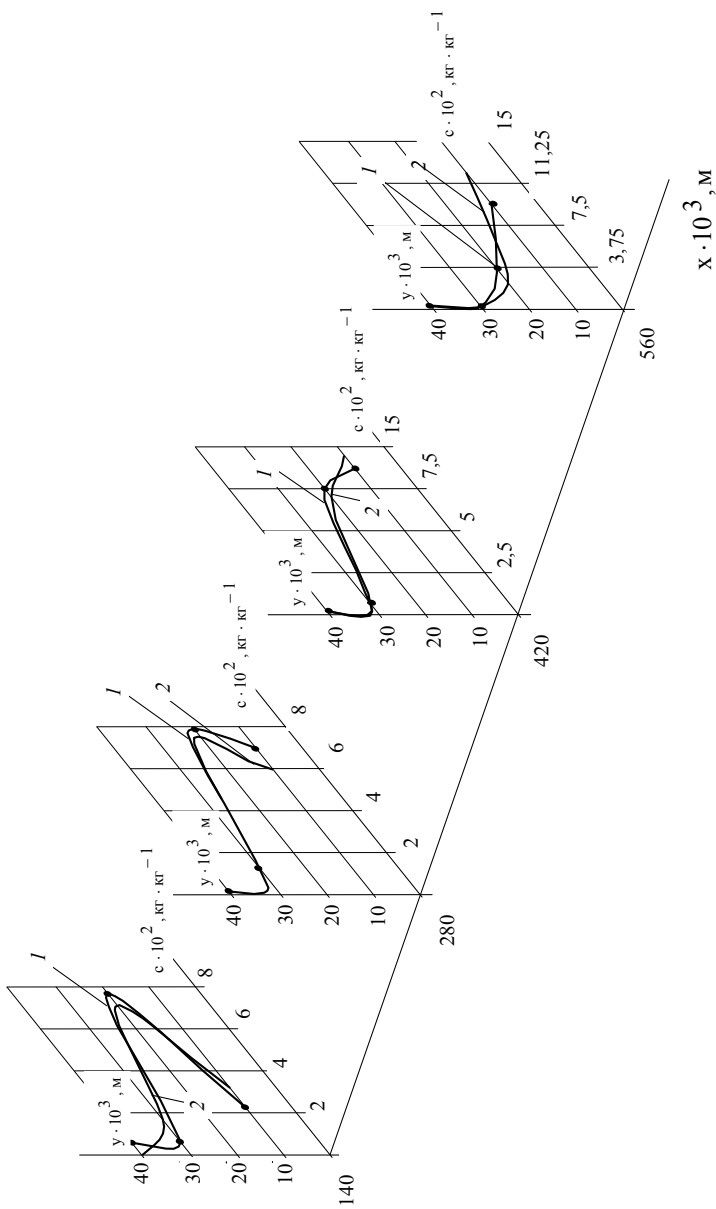


Рис. 4.3. Динамика поля концентрации частиц индикатора в потоке керамических гранул ($d_i = 6,6 \cdot 10^{-3} \text{ м}$) при $\alpha = 20^\circ$, $v_d = 0,019 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$: 1 – эксперимент; 2 – расчет

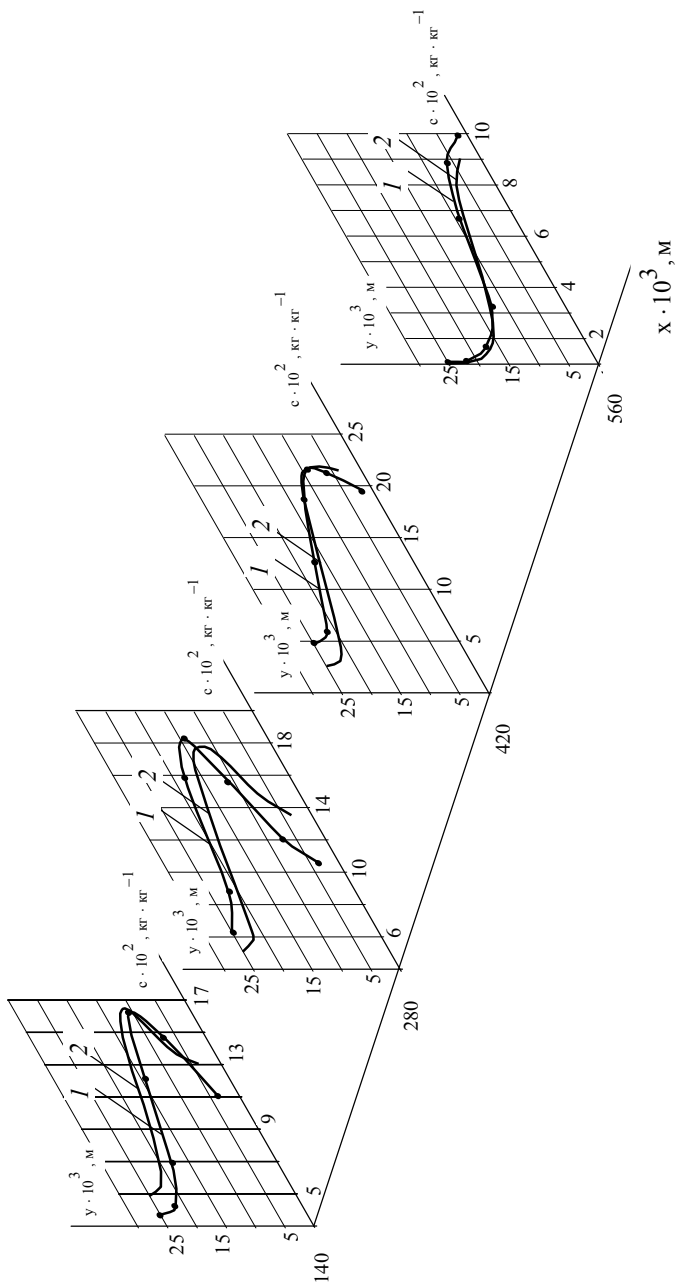


Рис. 4.4. Динамика поля концентрации частиц индикатора в потоке стеклянного бисера ($d_i = 3,5 \cdot 10^{-3}$ м) при $\alpha = 20^\circ$, $v_n = 0,019$ м·с $^{-1}$:
 1 – эксперимент; 2 – расчет

4.2. КИНЕТИКА СЕГРЕГАЦИИ ЧАСТИЦ И МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА СКОРОСТИ ПРОЦЕССА ПРИ СДВИГОВЫХ ДЕФОРМАЦИЯХ ЗЕРНИСТОЙ СРЕДЫ

Сдвиговое течение является наиболее общей формой движения дисперсных сред, сопровождающееся интенсивным перемещением частиц. Даже поршневое течение такого рода сред представляет собой не более как одну из идеализированных форм движения, которая на практике в той или иной мере сопряжена со сдвиговыми перемещениями частиц.

Сегрегация при сдвиговом течении зернистой среды влияет на кинетику многих природных явлений, теплообменных и гидромеханических процессов, а также на качество продукта. В связи с этим важно уметь прогнозировать соответствующие эффекты сегрегации. Однако, несмотря на то, что эффекты сегрегации известны с давних времен и, более того, многие сотни лет используются человеком в хозяйственной деятельности, например, при очистке зерна и круп, добыче золотого песка, по мнению профессора Сэвиджа, процесс научного познания этого физического явления находится только в самой начальной стадии [17]. Одна из основных причин такого положения заключается в том, что при внешней кажущейся простоте явления сегрегации его физические механизмы чрезвычайно сложны и многообразны. Например, автор работы [88], анализируя только один случай сегрегации частиц при образовании насыпи, выделяет восемь основных механизмов разделения.

По этой причине в настоящее время важно разрабатывать математическое описание сегрегации для наиболее общих случаев движения зернистых материалов с использованием универсальных механизмов. Одним из таких механизмов является механизм сдвигового поточного разделения. Он проанализирован в первой главе для случая использования его при математическом описании сегрегации в быстром сдвиговом потоке зернистых материалов, различающихся по комплексу физико-механических свойств частиц.

С учетом высоких прогностических свойств соответствующей математической модели, позволяющей осуществить оценку влияния комплекса свойств частиц (размера, плотности, шероховатости, упругости) и структурно-кинематических характеристик потока (скорости сдвига, порозности) на динамику сегрегации, в настоящей работе предпринята попытка разработки математического описания сегрегации при сдвиге зернистой среды в стесненных условиях, соответствующих умеренным и малым скоростям деформации, на базе механизма сдвигового поточного разделения.

В соответствии с этим механизмом разделение частиц, различающихся по комплексу свойств, может иметь место в сдвиговых потоках зернистых материалов при достаточно высоких концентрациях твердой фазы ($1 - \varepsilon > 0,25$) [26], что позволяет предположить возможность разработки на его базе математического описания сегрегации в условиях медленного сдвига с достаточно высокими прогностическими свойствами.

Механизм сдвигового поточного разделения [26] полагает, что при $\varepsilon < 0,75$ сдвиговые деформации зернистой среды сопровождаются преимущественно послойным движением частиц вблизи поверхностей сдвига. При этом частицы, отличающиеся по свойствам от среднестатистических частиц среды (например, по размеру или плотности), вносят возмущение в ближний порядок расположения частиц и, тем самым, становятся концентраторами избыточных напряжений. Как следствие, в непосредственной близости от таких контрольных частиц образуются агрегаты частиц среды, при взаимодействии с которыми контрольные частицы получают импульс, обеспечивающий их переход в тот или иной элементарный слой сдвигового потока.

Например, крупная частица B (рис. 4.5) в результате взаимодействия с быстродвижущимися со скоростями u_i и u_{i+1} частицами A смежно элементарного слоя $i + 1$ и $i + 2$ стремится ускорить свое движение.

Вследствие этого она оказывает расклинивающее воздействие на медленно движущиеся частицы и при «накатывании» на них приобретает опору с осью вращения, проходящей через контактные точки (рис. 4.6) с двумя такими частицами. Направление перемещения контрольной частицы будет зависеть от баланса моментов сил, действующих на нее относительно оси, проходящей через опорные контактные точки.

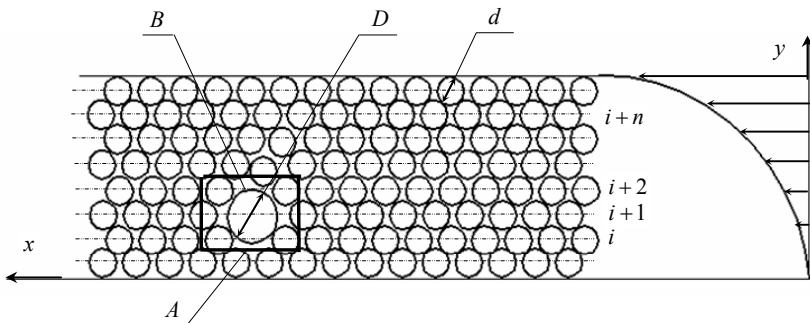


Рис. 4.5. К определению опорных контактов взаимодействия неоднородных частиц в сдвиговом потоке

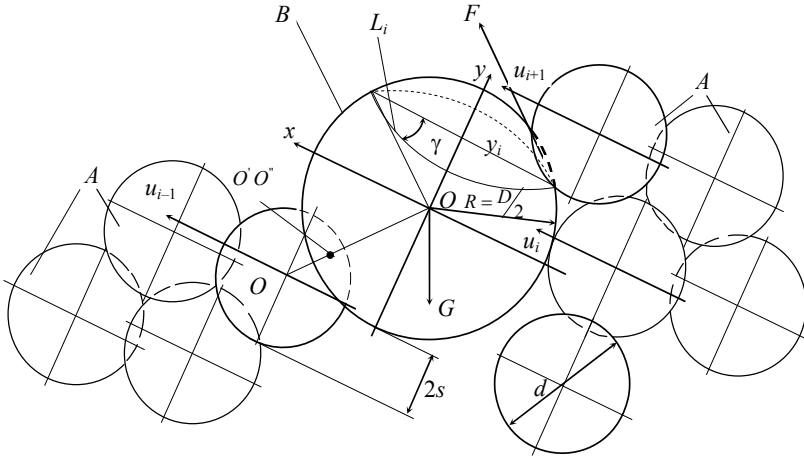


Рис. 4.6. Схема образования опорных контактов $O'O''$ контрольной частицы B с частицами среды

В рассматриваемом случае сдвиговые напряжения генерируются в результате длительных контактов частиц, взаимодействующих через поверхность сдвига [193]. В отсутствие ударных импульсов при взаимодействии частиц основными силами, определяющими динамику взаимодействующих тел, будут силы трения F (скольжения, качения) и тяжести G . Моменты от названных сил рассчитываются по формулам (1.51) и (1.52) соответственно.

Следует отметить, что выражение (1.52) для расчета момента силы тяжести, действующей на контрольную частицу, не изменяет своего вида, чего нельзя сказать о выражении (1.51). Это объясняется тем, что силы трения, возникающие при относительно длительном контакте частиц в стесненных условиях взаимодействия, вызваны не ударными импульсами, а «сухим» Кулоновским трением при сдвиговой деформации зернистой среды.

Ранее [26] при выводе уравнения (1.51) принят во внимание полойный характер движения частиц в сдвиговом потоке, что позволило предположить расположение контактных точек контрольной частицы с частицами смежного i -го слоя на дуге L_i длиной $\pi\sqrt{R^2 - y_i^2}$, лежащей в плоскости $y = y_i = \text{const}$ (рис. 4.6). Очевидно, что в рассматриваемых условиях взаимодействия частиц при среднем расстоянии между ними, равном s , расположение контактных точек и направление векторов сил трения в них (рис. 4.6) остается таким же, как и при быстром сдвиге [26], но изменяется модуль названных сил. В таком случае, приняв, что мо-

дуль сил трения пропорционален сдвиговому напряжению, получено выражение для расчета момента результирующей силы трения относительно «мгновенной» оси вращения O' , O'' в следующем виде [193]:

$$M_F = \sigma_\tau \pi \frac{D}{2} \cos \gamma \frac{D}{2} (1 - \sin \gamma) \left(\sqrt[3]{\frac{\pi}{6(1-\varepsilon)}} \frac{D}{2} \operatorname{tg} \alpha + \frac{D}{2} \sin \gamma \right). \quad (4.10)$$

В результате представляется возможным по аналогии с (1.45) и (1.53) вычислить суммарный избыточный момент сил, действующих на контрольную частицу, и использовать его при кинетическом расчете сегрегации по механизму сдвигового поточного разделения:

$$\Delta M = M - M_0 = (M_G + M_F) - (M_{0G} + M_{0F}), \quad (4.11)$$

где M и M_0 – сумма моментов сил тяжести M_G и трения M_F , действующих, соответственно на контрольную частицу и частицу условно однородной среды при образовании опорного контакта с мгновенной осью вращения.

Однако, в отличие от случая быстрого сдвигового течения, полученные значения ΔM не позволяют использовать их в качестве движущей силы процесса сегрегации. Во-первых, это связано с тем, что скорость сегрегации, определяемая в соответствии с выражением (1.46), оказывается пропорциональной модулю избыточного момента, а, следовательно, и величине сдвиговых напряжений. Экспериментальные же исследования, проведенные Бриджуотером [86], а также наши исследования свидетельствуют о весьма незначительной зависимости скорости сегрегирования одиночных частиц от величины напряжений. Во-вторых, движущая сила при выражении ее исключительно в виде избыточного момента ΔM не учитывала бы влияние скорости сдвига на сегрегацию, что, очевидно, противоречит физической природе явления, поскольку при нулевой скорости сдвига сегрегация отсутствует и ее скорость увеличивается с увеличением скорости сдвига [86].

С учетом изложенного в настоящей работе предложено использовать в качестве движущей силы ΔP процесса сегрегации произведение относительной величины избыточного момента сил и относительной скорости взаимодействующих частиц в направлении сдвига. Для случая взаимодействия частиц двух смежных слоев выражение движущей силы будет иметь вид

$$\Delta P = \Delta M_0 u_0 = \frac{M - M_0}{M_0} b d \frac{du}{dy}, \quad (4.12)$$

где ΔM_0 – относительная величина избыточного момента; u_0 – относительная скорость взаимодействующих частиц.

Для случая контакта контрольной частицы с частицами более чем одного соседнего слоя движущая сила будет определяться в результате «послойного» суммирования соответствующих произведений относительных моментов сил и относительных скоростей движения.

В соответствии с предложенным выражением движущей силы уравнение кинетики сегрегации при сдвиговых деформациях записано в следующем общем виде [193 – 195]:

$$j_s = K_s c p_n \Delta P = K_s c p_n \sum_i^n (\Delta M_{o,i} u_{o,i}), \quad (4.13)$$

где j_s – поток сегрегации; K_s – коэффициент сегрегации; $i = 1 \dots n$ – порядковый номер элементарного слоя частиц, взаимодействующих с контрольной частицей.

При такой формулировке закона сегрегации коэффициент сегрегации будет определять соотношение скоростей относительного перемещения неоднородных частиц в поперечном и продольном (в направлении сдвига) направлениях в расчете на единицу избыточного относительного момента сил, действующих на контрольную частицу в сдвиговом потоке зернистой среды. В соответствии с этим коэффициент сегрегации является безразмерной кинетической характеристикой, определяющей склонность тех или иных частиц к сегрегированию. Относительная величина избыточного момента сил $\Delta M_o = (M - M_o) / M_o$ при такой формулировке закона сегрегации приобретает физический смысл фактора разделения.

С другой стороны, скорость и направление перемещения контрольных частиц зависят от направления и величины относительного избыточного момента сил тяжести и трения, а также величины скорости сдвига. При этом учитывается влияние на скорость сегрегации размера, плотности и качества поверхности (коэффициента трения) частиц. При анализе кинетического уравнения (4.13) возникает вопрос о характере зависимости скорости сегрегации от скорости сдвига, которая, на первый взгляд, может показаться линейной. Однако детальный анализ уравнения (4.13) позволяет предположить нелинейный характер зависимости скорости сегрегации от скорости сдвига, с учетом которой определяется сдвиговая составляющая относительной скорости. Это объясняется корреляцией между скоростью сдвига и относительным избыточным моментом сил ΔM_o , действующим на контрольную частицу. Такая корреляция обусловлена ранее установленной зависимостью между скоростью сдвига и порозностью. Наличие указанной взаимосвязи позволяет прогнозировать увеличение ско-

рости сегрегирования с увеличением скорости сдвига по нелинейной зависимости с показателем нелинейности выше единицы, поскольку с увеличением скорости сдвига возрастает и порозность, и избыточный момент сил.

С целью предварительной проверки прогностических свойств уравнения (4.13) проведено экспериментальное исследование зависимости скорости проникания контрольных частиц различного размера от скорости сдвига с использованием ленточной сдвиговой ячейки. Результаты исследования (рис. 4.7) подтверждают прогноз о характере влияния скорости сдвига на скорость сегрегирования, который сделан на основе анализа уравнения (4.13). Действительно, во всех случаях показатель нелинейности, обнаруживаемый на экспериментальных зависимостях скорости проникания от скорости сдвига, оказывается больше единицы.

Обеспечение возможности прогнозирования коэффициента сегрегации чрезвычайно важно не только для развития теоретических основ процесса, но и для практического использования уравнения кинетики сегрегации (4.13) в технологических расчетах процессов и оборудования для переработки неоднородных зернистых материалов (смесителей, сепараторов, классификаторов, сушилок и др.).

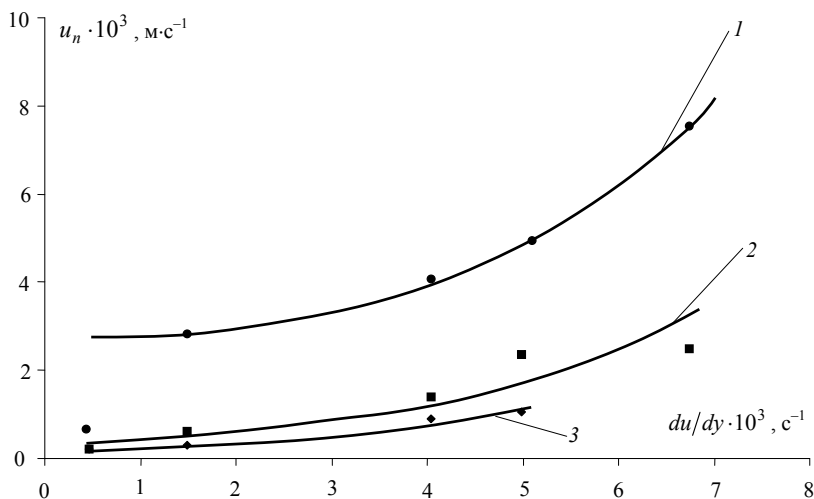


Рис. 4.7. Зависимость скорости проникания контрольных частиц от скорости сдвига в потоке керамических гранул при $\alpha = 20^\circ$ и $v_n = 0,019 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$:
 1 — $d_t = 13 \cdot 10^{-3} \text{ м}$; 2 — $d_t = 10 \cdot 10^{-3} \text{ м}$; 3 — $d_t = 8 \cdot 10^{-3} \text{ м}$

В настоящей работе предложен метод определения коэффициента сегрегации по результатам измерения скорости сегрегирования (проникания) одиночной контрольной частицы в сдвиговом потоке зернистой среды с использованием ленточной сдвиговой ячейки [193]. При разработке метода реализована идея определения аналогичного коэффициента для случая быстрого гравитационного течения зернистой среды [28].

В данной работе эта идея развита применительно к условиям процесса сегрегации в режиме сдвиговой деформации зернистой среды. Метод основан на том, что в предельных случаях концентрации $c = 0; 1$ скорость сегрегации полностью определяется скоростью сегрегирования (проникания) одиночной частицы. В соответствии с кинетическим уравнением (4.13) эта скорость u_n будет равна

$$u_n = K_s \Delta P = K_s \sum_1^n (\Delta M_{o,i} u_{o,i}). \quad (4.14)$$

При известной скорости проникания коэффициент сегрегации вычисляется как отношение

$$K_s = \frac{u_n}{\sum_1^n (\Delta M_{o,i} u_{o,i})}. \quad (4.15)$$

Для случая взаимодействия контрольной частицы с частицами, не более чем двух смежных элементарных слоев,

$$K_s = \frac{u_n M_0}{(M - M_0) b d d u / d y}. \quad (4.16)$$

Очевидно, что в последнем случае обеспечиваются условия наиболее полной определенности в отношении параметров взаимодействия неоднородных частиц среды. С целью повышения указанной определенности измерение скорости проникания контрольной частицы целесообразно проводить в области потока, характеризующейся наиболее однородными значениями скорости сдвига и, соответственно, порозности.

В связи с этим были проведены исследования поведения одиночных контрольных частиц при сдвиговых деформациях в зернистой среде с высокой концентрацией твердой фазы при умеренных скоростях сдвига.

Методика проведения экспериментального исследования поведения одиночных контрольных частиц основана на использовании метода последовательно ступенчатого увеличения времени пребывания контрольных частиц в сдвиговом потоке. При исследовании процесса проникания мелкую контрольную частицу помещали в верхней части, а при исследовании «всплытия» крупную контрольную частицу – в нижней части сдвигового потока и фиксировали их начальное положение в канале. Через определенные промежутки времени привод ленточного конвейера выключали, с помощью вакуумного пробоотборника послойно отбирали пробы материала до обнаружения контрольных частиц и фиксировали их текущее положение по координатам x и y (длину и высоту слоя, соответственно).

В результате обработки совокупности экспериментальных данных, определяющих положение контрольных частиц в слое зернистого материала с течением времени, находили траектории движения, по которым вычисляли профили скоростей поперечного перемещения названных частиц (рис. 4.8 – 4.11) [196 – 198].

Из рисунков 4.8 – 4.11 видно, что «всплытие» крупной частицы происходит закономерно более интенсивно, чем проникание мелкой частицы вглубь слоя, даже в случае относительно большего отличия размера последней от частиц среды. В соответствии с механизмом сдвигового поточного разделения переход контрольной частицы из одного элементарного слоя в другой предполагает образование опорных контактов с агрегатом частиц, через которые проходит ось ее вращения.

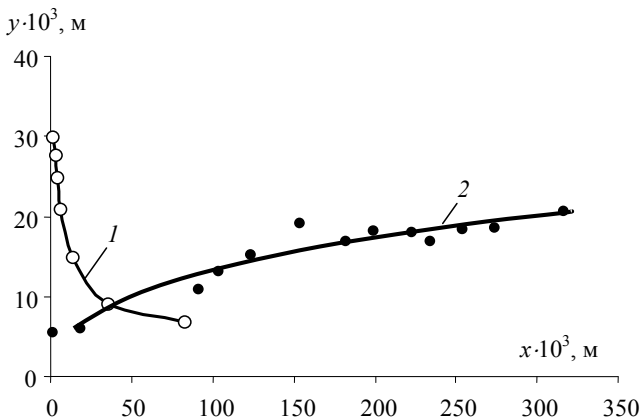


Рис. 4.8. Траектория движения контрольных керамических частиц диаметром $13 \cdot 10^{-3}$ м (кривая 1) и $4 \cdot 10^{-3}$ м (кривая 2) в сдвиговом потоке керамических гранул $d_b = 6,6 \cdot 10^{-3}$ м при $v_n = 0,019$ м·с⁻¹, $\alpha = 20^\circ$

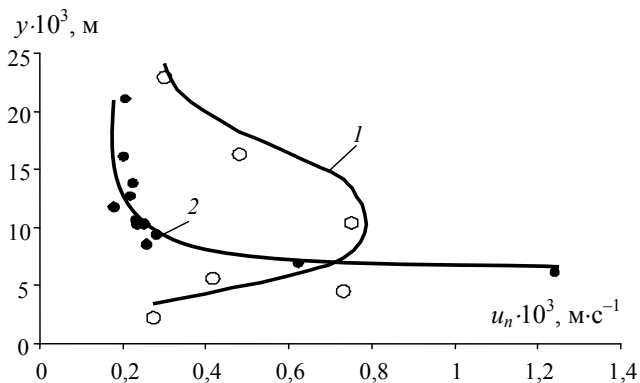


Рис. 4.9. Профили скорости поперечного перемещения керамических частиц диаметром $13 \cdot 10^{-3}$ м (кривая 1) и $4 \cdot 10^{-3}$ м (кривая 2) в сдвиговом потоке керамических гранул $d_b = 6,6 \cdot 10^{-3}$ м при $v_d = 0,019$ м · с $^{-1}$, $\alpha = 20^\circ$

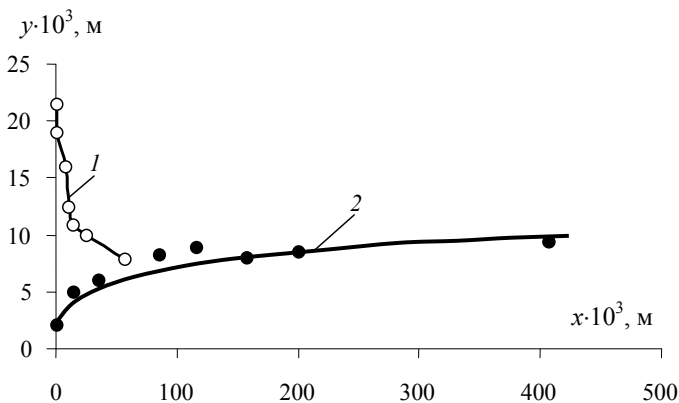


Рис. 4.10. Траектория движения контрольных частиц стеклянного бисера диаметром $4,2 \cdot 10^{-3}$ м (кривая 1) и $2,6 \cdot 10^{-3}$ м (кривая 2) в сдвиговом потоке стеклянного бисера $d_b = 3,5 \cdot 10^{-3}$ м, при $v_d = 0,019$ м · с $^{-1}$, $\alpha = 20^\circ$

Наиболее вероятное направление перемещения контрольной частицы будет определяться балансом моментов сил, действующих на нее относительно оси вращения. Вследствие этого механизма крупные частицы накатываются на мелкие частицы, оказываются под воздействием более высоких значений избыточных моментов сил и поэтому характеризуются более интенсивным поперечным перемещением.

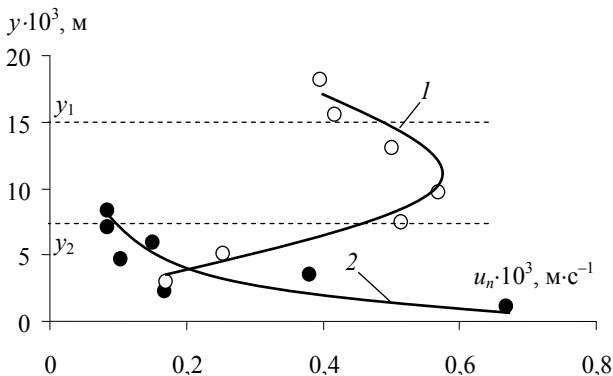


Рис. 4.11. Профили скорости поперечного перемещения частиц стеклянного бисера диаметром $4,2 \cdot 10^{-3}$ м (кривая 1) и $2,6 \cdot 10^{-3}$ м (кривая 2) в сдвиговом потоке стеклянного бисера $d_b = 3,5 \cdot 10^{-3}$ м, при $u_n = 0,019$ м · с $^{-1}$, $\alpha = 20^\circ$

На рисунке 4.12 приведены профили скорости и скорости сдвига бисера и скорости проникания одной из контрольных частиц. В качестве области потока с наиболее однородными значениями скорости сдвига в этом случае выбрана часть потока, ограниченная координатами y_1 и y_2 . Среднее значение скорости проникания тестируемой контрольной частицы на этом участке составляет $u_{n,ср} = 5,6 \cdot 10^{-3}$ м · с $^{-1}$.

С учетом известных значений средней скорости сдвига $du/dy = 4 \cdot 10^{-3}$ с $^{-1}$, порозности $\varepsilon = 0,39$, размеров частиц, их плотности и сдвигового напряжения вычисляли величину относительного избыточного момента $\Delta M = (M - M_0)/M_0$, относительной скорости частиц смежных слоев в направлении сдвига $u_o = bd du/dy$ и в соответствии с выражением (4.16) находили величину коэффициента сегрегации $K_s = u_n/\Delta P$. Блок-схема изложенного алгоритма определения коэффициента сегрегации представлена на рис. 4.13. Разработана программа расчета коэффициента сегрегации [199].

С целью изучения прогностических свойств предложенного уравнения кинетики сегрегации (4.13) с использованием разработанного метода определения коэффициента сегрегации исследованы его зависимости от размера частиц и скорости сдвига. Исследование проведено с применением зернистых сред, физико-механические свойства которых представлены в таблице. Размер контрольных частиц в эксперименте варьировался в диапазоне $d_t/d_b \approx 0,5 \dots 2$. Таким образом, коэффициент сегрегации определялся как при погружении (мелких), так и всплытии (крупных) контрольных частиц.

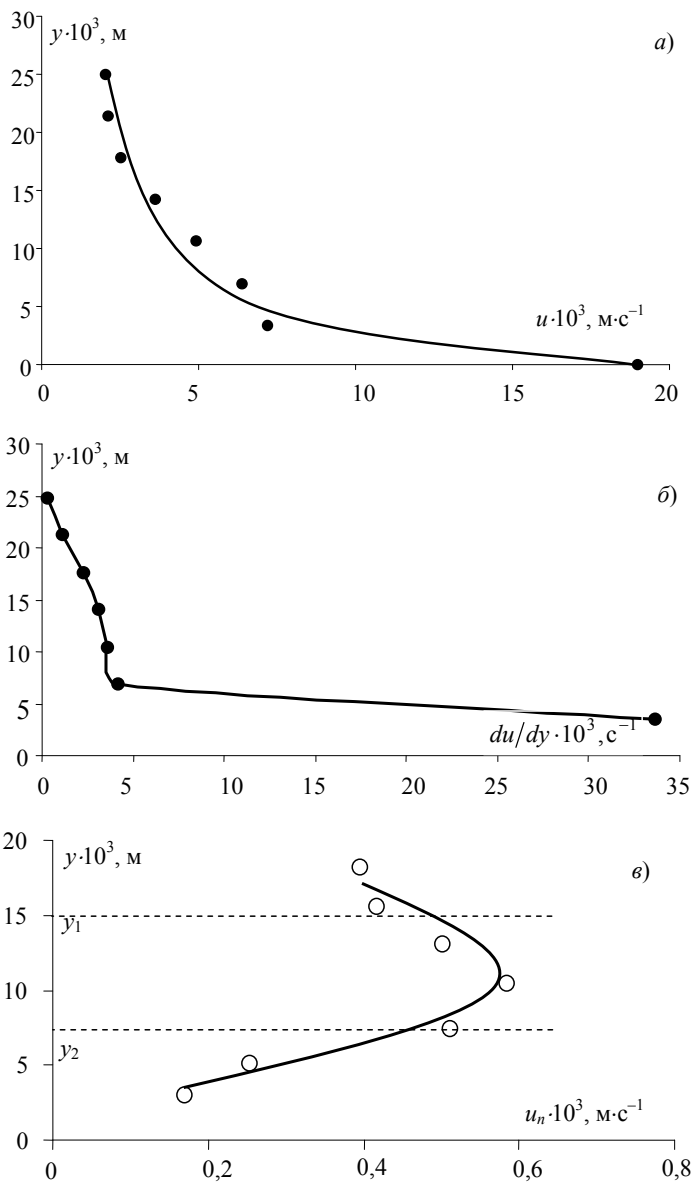


Рис. 4.12. Профили скорости (а), скорость сдвига (б), и скорости проникания (в) в сдвиговом потоке бисера ($d_b = 3,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$) для контрольной частицы ($d_r = 4,2 \cdot 10^{-3} \text{ м}$) при $v_d = 19 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$, $\alpha = 20^\circ$



Рис. 4.13. Блок-схема алгоритма определения коэффициента сегрегации

Диапазон исследованных скоростей сдвига ограничивался исключительно техническими возможностям сдвиговой ячейки. На рисунках 4.14 – 4.17 приведены зависимости коэффициентов сегрегации для бисера и керамических гранул от размера частиц и скорости сдвига.

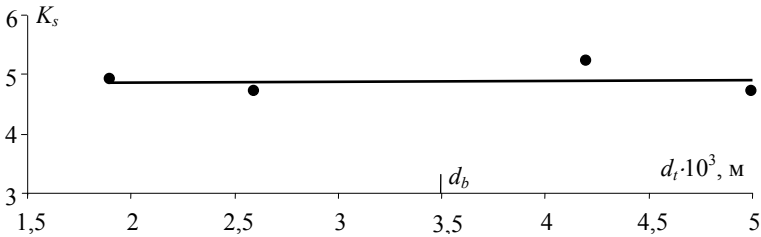


Рис. 4.14. Зависимость коэффициент сегрегации от диаметра контрольной частицы в потоке стеклянного бисера $d_b = 3,5 \cdot 10^{-3}$ м при $\alpha = 20^\circ$, $v_{\text{д}} = 0,019$ м·с⁻¹

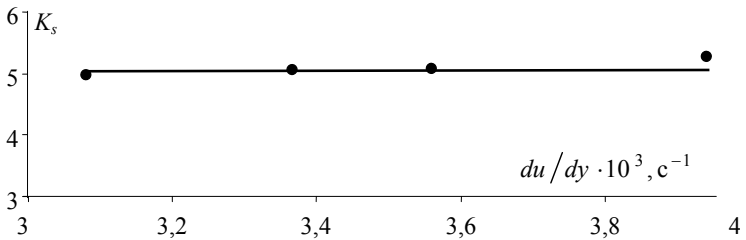


Рис. 4.15. Зависимость коэффициента сегрегации от скорости сдвига в потоке стеклянного бисера $d_b = 3,5 \cdot 10^{-3}$ м

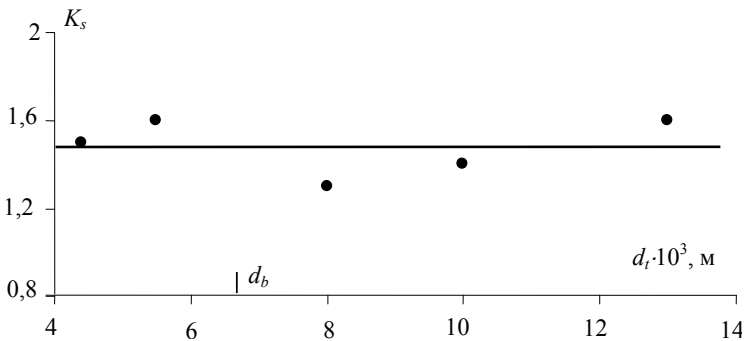


Рис. 4.16. Зависимость коэффициент сегрегации от диаметра контрольной частицы в потоке керамических гранул $d_b = 6,6 \cdot 10^{-3}$ м при $\alpha = 20^\circ$, $v_{\text{д}} = 0,019$ м·с⁻¹

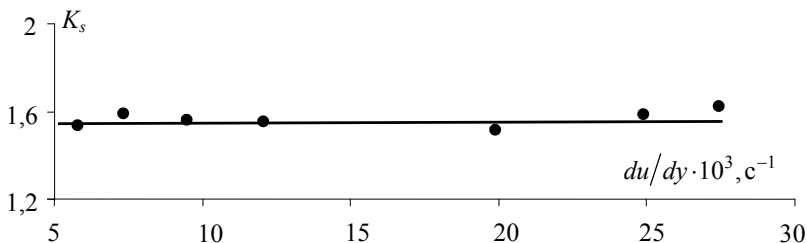


Рис. 4.17. Зависимость коэффициента сегрегации от скорости сдвига в потоке керамических гранул $d_b = 6,6 \cdot 10^{-3}$ м

С целью получения статистически достоверных результатов каждое из измерений проводилось трижды, и полученные выборки измеренных значений проверялись на статистическую однородность путем построения доверительного интервала при 5%-ном уровне значимости.

Приведенные результаты позволяют сделать вывод о том, что во всех случаях в исследованном диапазоне соотношения размеров частиц и скоростей сдвига коэффициент сегрегации можно принять за кинетическую константу, характерную для данного материала, при среднеквадратичной погрешности 6%. Эти результаты свидетельствуют о достаточно высоких прогностических свойствах предложенного уравнения кинетики сегрегации.

4.3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА СЕГРЕГАЦИИ ЧАСТИЦ ПРИ СДВИГОВЫХ ДЕФОРМАЦИЯХ ЗЕРНИСТОЙ СРЕДЫ

Предложенное уравнение кинетики сегрегации (4.13) использовано для моделирования динамики сегрегации в сдвиговом потоке бисера и керамических гранул.

Моделирование проведено на базе общего уравнения массопереноса, которое получено путем дополнения ранее использованного уравнения конвективной диффузии (4.9) членом, учитывающим поток разделения неоднородных частиц в соответствии с механизмом сдвигового поточного разделения. Для установившегося двухмерного сдвигового течения зернистой среды в направлении x это уравнение записано в виде [193, 194]

$$\frac{\partial(c\rho_n)}{\partial t} = -\frac{\partial(uc\rho_n)}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y}\rho_n\left(D_{\text{диф}}\frac{\partial c}{\partial y} - K_s c \Delta P\right), \quad (4.17)$$

где $\Delta P = \Delta M_0 u_0$.

Уравнение (4.17) решалось численным методом при граничных условиях, определяющих отсутствие потоков через границы канала, а также потока в направлении, обратном направлению сдвига,

$$D_{\text{диф}} \frac{\partial c}{\partial y} = K_s \Delta P = 0, \text{ при } y = 0, h;$$

$$c(0, y, t) = c_n.$$

Начальное условие определяло распределение частиц в потоке

$$c(0 < x < x_k, y, t = 0) = 1;$$

$$c(x > x_k, y, t = 0) = 0.$$

При моделировании динамики распределения неоднородных частиц использованы расчетные значения коэффициента квазидиффузионного перемешивания (4.7) и коэффициенты сегрегации (константы), значения которых приведены на рис. 4.14 – 4.17.

Проверка адекватности разработанной модели кинетики процесса сегрегации при сдвиговом течении зернистой среды в режиме сдвиговых деформаций была проведена путем сравнения результатов моделирования с экспериментальными данными.

Экспериментальные данные процесса сегрегации частиц при сдвиговом течении зернистой среды в режиме сдвиговых деформаций получены на конвейерной сдвиговой ячейке (см. рис. 3.1) и по методике, описанной в главе 3. При этом в качестве модельных зернистых материалов использованы керамические гранулы диаметром $6,6 \cdot 10^{-3}$ м и частицы стеклянного бисера диаметром $3,5 \cdot 10^{-3}$ м, а в качестве индикатора – окрашенные частицы этих материалов диаметром $4,4 \cdot 10^{-3}$ м и $3,0 \cdot 10^{-3}$ м соответственно. Экспериментальные исследования проведены при импульсном вводе индикатора и неизменных условиях сдвига для каждой из зернистых сред.

В результате анализа проб на содержание частиц индикатора получены поля концентрации c контрольного компонента в потоке зернистых материалов. Аналогичные функции распределения частиц контрольного компонента в потоке модельных зернистых материалов получены в результате численного решения уравнения (4.17) динамики сегрегации.

Параметры сдвигового течения, необходимые для моделирования процесса, определены путем экспериментального исследования динамики сдвига по методикам, изложенным в главе 3 и настоящем разделе соответственно.

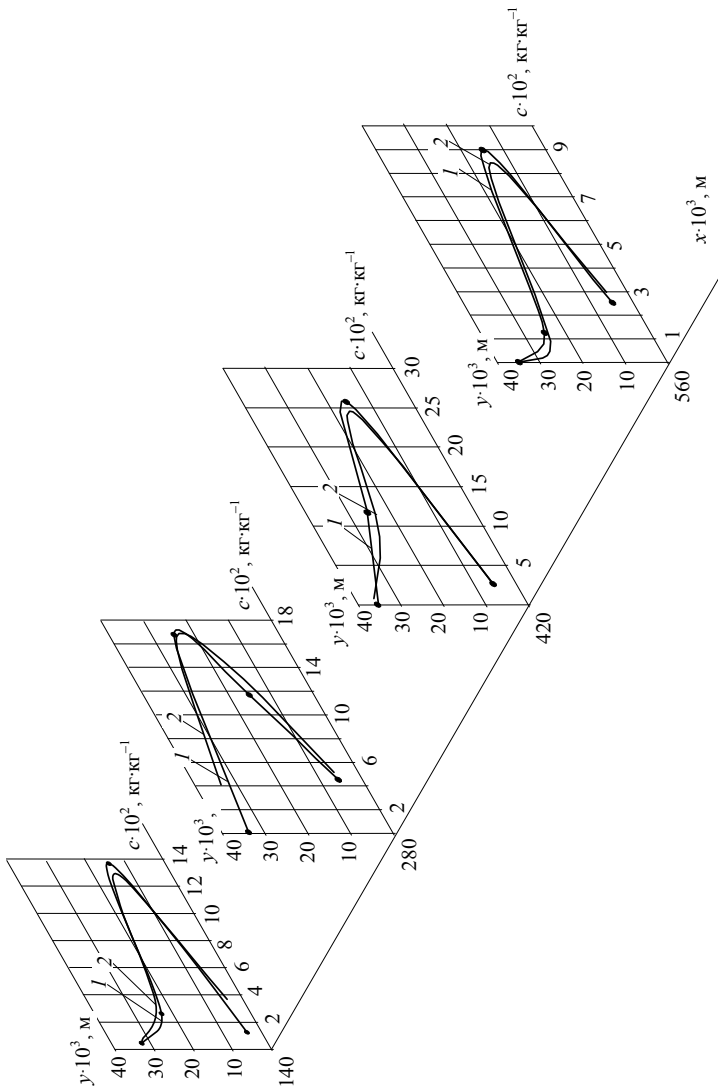


Рис. 4.18. Динамика сегрегации керамических гранул $d_f = 4,4 \cdot 10^{-3}$ м при $\alpha = 20^\circ$, $v_{л1} = 0,019$ м·с $^{-1}$:
 1 – эксперимент; 2 – расчет

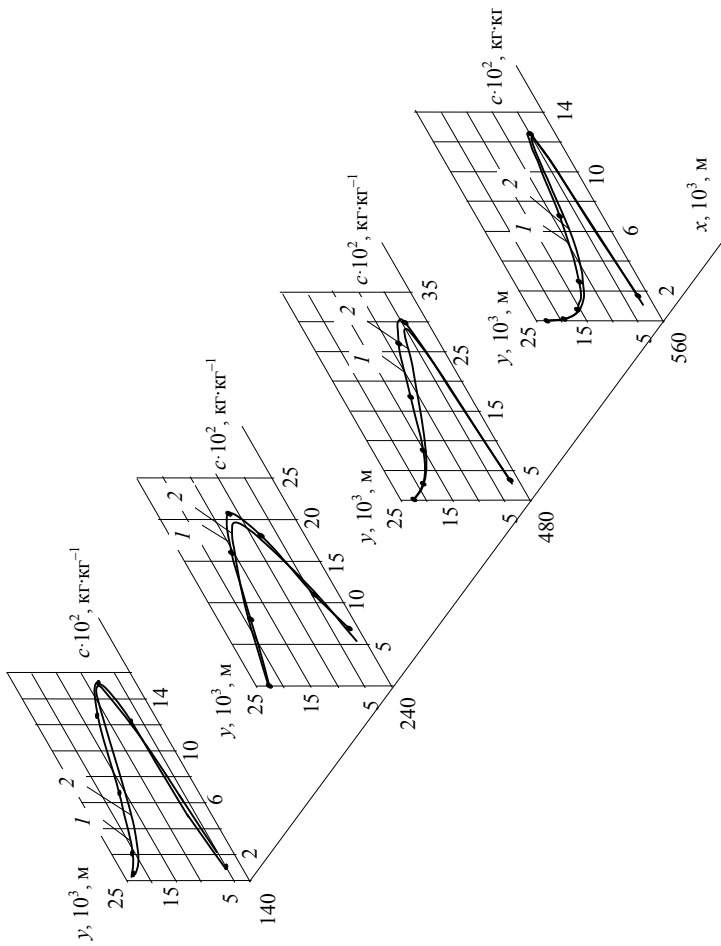


Рис. 4.19. Динамика сегрегации стеклянного бисера $d_s = 3,1 \cdot 10^{-3}$ м при $\alpha = 20^\circ$, $v_{s1} = 0,019$ м·с $^{-1}$;
 1 – эксперимент; 2 – расчет

На рисунках 4.18 и 4.19 приведены экспериментальные и расчетные зависимости динамики полей концентрации частиц контрольного компонента в потоке керамических гранул и частиц стеклянного бисера при аналогичных условиях сдвига для каждой из зернистых сред. Сравнение экспериментальных и расчетных результатов свидетельствует об удовлетворительной адекватности предложенного математического описания процесса сегрегации. Адекватность подтверждена методом оценки степени различия дисперсии экспериментальных результатов, относительно их средних значений с дисперсией прогнозируемых значений концентрации частиц индикатора с доверительной вероятностью 95%.

Сделан вывод об адекватности предложенного уравнения динамики поля концентрации частиц индикатора в потоке зернистого материала. При этом адекватность прогнозируемых и экспериментальных результатов имеет место для модельных материалов с различными физико-механическими свойствами.

Среднее квадратичное отклонение прогнозируемых профилей концентрации от экспериментально полученных по приведенным результатам исследования составляет в среднем 7%. Таким образом, результаты статистического анализа свидетельствуют о том, что уравнение динамики распределения частиц в сдвиговом потоке характеризуется относительно высокими прогностическими свойствами.

В целом полученные результаты позволяют наблюдать хорошее количественное и качественное соответствие между расчетными и экспериментальными значениями распределения контрольного компонента по всей длине ячейки за исключением небольшого участка вблизи движущейся ленты конвейера. Наблюдаемое несоответствие расчетных и экспериментальных результатов на этом участке объясняется наличием граничных эффектов.

Таким образом, результаты моделирования свидетельствуют о достаточно высоких прогностических свойствах разработанного математического описания процессов смешивания и сегрегации при сдвиговых деформациях зернистого материала, поскольку для моделирования на его базе требуется единственная экспериментально определяемая кинетическая характеристика – коэффициент сегрегации, который в исследованном диапазоне соотношения размеров частиц можно считать для данного материала константой. Остальные же кинетические характеристики процессов перемешивания и сегрегации вычисляются в зависимости от свойств частиц и условий сдвигового течения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В монографии проведен анализ достигнутого уровня в развитии теоретического описания сдвиговых течений зернистых сред и техники экспериментального их исследования, на основании которого определено рациональное направление в исследовании этих течений. Основным результатом монографии являются разработка теоретических основ процессов смешивания и сегрегации при сдвиговых деформациях зернистых материалов, научно обоснованных методов прогнозирования и техники измерения структурных, кинематических и динамических характеристик сдвиговых течений зернистых сред в широком диапазоне скоростей сдвига (быстрых сдвиговых и квазипластических течений).

Дальнейшее развитие в работе получил экспериментально-аналитический метод исследования быстрых гравитационных течений зернистых материалов на шероховатом скате с использованием модернизированного уравнения состояния зернистой среды, устанавливающего взаимосвязь между структурными, динамическими и кинематическими ее характеристиками. Проведены рентгенографические исследования концентрационных полей распределения твердой фазы в быстрых гравитационных потоках различных модельных зернистых материалов, подтверждающие высокие прогностические свойства экспериментально-аналитического метода и адекватность уточненного уравнения состояния зернистой среды

Разработаны теоретические основы процессов сегрегации и смешивания частиц при сдвиговых деформациях зернистой среды, позволяющие прогнозировать кинетику названных процессов в зависимости от комплекса структурно-кинематических характеристик потока и физико-механических свойств частиц. Предложены методы определения кинетических характеристик перемешивания и сегрегации при сдвиговых деформациях зернистой среды. Установлена возможность математического описания процесса сегрегации частиц зернистой среды в условиях быстрых сдвиговых течений и квазипластических деформаций на базе единого физического механизма сдвигового поточного разделения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Bagnold, R. A.** Experiments on a gravity Free Dispersion of large Solid Spheres in a Newtonian Fluid under Shear / R. A. Bagnold // Proc. Roy. Soc. – London, 1954. – Vol. 225. – P. 49 – 63.
2. **Долгунин, В. Н.** Сегрегация в зернистых средах: явление и его технологическое применение / В. Н. Долгунин, А. А. Уколов. – Тамбов : Изд-во Тамб. гос. техн. ун-та, 2005. – 180 с.
3. **Сэвидж, С.** Тензор напряжений в потоке гранулированной среды при высоких скоростях сдвига / С. Сэвидж, Д. Джеффри // Механика гранулированных сред: Теория быстрых движений : сб. ст. / пер. с англ. ; сост. И. В. Широ. – М. : Мир, 1985. – С. 147 – 170.
4. **Андрианов, Е. И.** Методы определения структурно-механических характеристик порошкообразных материалов / Е. И. Андрианов. – М. : Химия, 1982. – 256 с.
5. **Кафаров, В. В.** Системный анализ процессов химической технологии. Процессы измельчения и смешения сыпучих материалов / В. В. Кафаров, И. Н. Дорохов, С. Ю. Арутюнов. – М. : Наука, 1985. – 440 с.
6. **Определяющие законы механики грунтов** // Механика. Новое в зарубежной технике / сб. ст. – М. : Изд-во литературы по строительству 1975. – 280 с.
7. **Гольдштейн, М. Н.** Механические свойства грунтов / М. Н. Гольдштейн. – М. : Стройиздат, 1971. – 280 с.
8. **Шустов, В. П.** Универсальная вибровихревая установка / В. П. Шустов, О. Р. Юркевич. – М. : ЦИНТИ, 1973. – 6 с.
9. **Лукьянов, П. И.** Аппараты с движущимся зернистым слоем / П. И. Лукьянов. – М. : Машиностроение, 1974. – 181 с.
10. **Бахтюков, В. А.** Исследование механики движения сыпучего материала в аппаратах : дис. ... канд. техн. наук / В. А. Бахтюков. – М., 1970. – 192 с.
11. **Пасько, А. А.** Разработка новых конструкций вибрационных смесителей барабанного типа для сыпучих материалов и методики их расчета : дис. ... канд. техн. наук: спец 05.04.09 ; защищена 30.06.2000 ; утв. 08.12.2000 / Пасько А. А. – Тамбов, 2000. – 176 с.
12. **Седов, Л. И.** Механика сплошной среды / Л. И. Седов. – М. : Наука, 1983. – Т. 1. – 528 с.
13. **Малис, А. Я.** Пневматический транспорт сыпучих материалов при высоких концентрациях / А. Я. Малис. – М. : Машиностроение, 1969. 178 с.
14. **Островский, Г. М.** Пневматический транспорт сыпучих материалов в химической промышленности / Г. М. Островский. – Л. : Химия, 1984. – 104 с.

15. **Ейтс, Дж.** Основы механики псевдоожождения с приложениями / Дж. Ейтс. – М. : Мир, 1986. – 184 с.
16. **Протодряконов, И. О.** Гидродинамика псевдоожоженного слоя / И. О. Протодряконов, Ю. Г. Чесноков. – Л. : Химия, 1982. – 264 с.
17. **Сэвидж, С.** Гравитационное течение несвязанных гранулированных материалов в лотках и каналах / С. Сэвидж // Механика гранулированных сред: теория быстрых движений : сб. ст. / пер. с англ. ; сост. И. В. Ширко. – М. : Мир, 1985. – С. 86 – 146.
18. **Гудмен, М.** Две задачи о гравитационном течении гранулированных материалов / М. Гудмен, С. Коун // Механика гранулированных сред: теория быстрых движений : сб. ст. / пер с англ. ; сост. И. В. Ширко. – М. : Мир, 1985. – С. 65 – 85.
19. **Голованов, Ю. В.** Обзор современного состояния механики быстрых движений зернистых сред / Ю. В. Голованов, И. В. Ширко // Механика гранулированных сред: теория быстрых движений: сб. ст. / пер с англ. ; сост. И. В. Ширко. – М. : Мир, 1985. – С. 271 – 279.
20. **Ширко, И. В.** Феноменологическая теория быстрых движений гранулированной среды, основанная на методах статистической механики / И. В. Ширко, В. А. Сахаров // Теоретические основы химической технологии. – 1987. – Т. 21, № 5. – С. 661 – 668.
21. **Savage, S. B.** Granular Flows down rough Inclines – Review and Extension. In J. I. Jenkins and M. Satake (Editors) / S. B. Savage // Mechanics of granular Materials : Elsevier Science Publishers. – Amsterdam, 1983. – P. 261 – 282.
22. **Ширко, И. В.** Механика гранулированных сред: теория быстрых движений / И. В. Ширко. – М. : Мир, 1985. – 280 с.
23. **Hutter, K.** Rapid Plane Flow of Granular Materials down a Chute / K. Hutter, T. Sheiwiller // Mechanics of granular Materials : Elsevier Science Publishers. – Amsterdam, 1983. – P. 283 – 293.
24. **Левеншпиль, О.** Инженерное оформление химических процессов / О. Левеншпиль. – М. : Химия, 1969. – 624 с.
25. **Bates, L.** User Guide to Segregation / L. Bates // British Materials Handling Board, Ellsinore house. – United Kingdom, 1997. – 134 p.
26. **Долгунин, В. Н.** Модель механизма сегрегации при быстром гравитационном течении частиц / В. Н. Долгунин, А. А. Уколов, П. В. Класен // ТОХТ. – 1992. – Т. 26, № 5. – С. 707 – 716.
27. **Уколов, А. А.** Кинетика и моделирование сегрегации в сдвиговом потоке зернистой среды. Разработка процесса и оборудования для сепарации : дис. ... д-ра техн. наук : спец. 05.17.08 ; защищена 09.06.2006 ; утв. 11.11.2006 / А. А. Уколов. – Тамбов, 2006. – 305 с.
28. **Долгунин, В. Н.** Кинетические закономерности сегрегации при быстром гравитационном течении зернистых материалов / В. Н. Долгунин, А. А. Уколов, О. О. Иванов // ТОХТ. – 2006. – Т 40, № 4. – С. 393 – 416.

29. **Shinohara, K.** General Mechanism of Particle Segregation during Filing Hoppers / K. Shinohara // Int. Congress of chemical Engineering, chemical Equipment, Design and Automation. – CHISA – A. 3.5. – Praha, 1987.
30. **Kanatani, K. I.** Mechanical Properties of Ideal Granular Materials / K. I. Kanatani // Mechanism of granular materials : Elsevier Science Publishers. – Amsterdam, 1983. – P. 235 – 244.
31. **Ogawa, S.** Measurement of flow properties of powders / S. Ogawa, A. Umemura // J. Appl. Math. Phys. – 1980. – Vol. 31. – P. 482.
32. **Jenkins, J. T.** The Theory for Rapid Flow of Identical Smooth, Nearly Elastic Spherical Particles / J. T. Jenkins, S. B. Savage // J. Fluid Mech. – 1983. – Vol. 130. – P. 180.
33. **Takahasi, K.** The Gravity flow in nature / K. Takahashi // Geophys. Mag. – 1937. – Vol. 11. – P. 165 – 175.
34. **Roberts, A. W.** Trans. ASME / A. W. Roberts // J. Engng. – Ind., 1969. – Vol. 91. – P. 373 – 381.
35. **Ridgway, K.** Ghem. / K. Ridgway, R. Kupp // Process Engng., 1970. – Vol. 51. – P. 82 – 85.
36. **Suzuki, A.** Measurement of flow properties of powders along in inclined plane / A. Suzuki, T. Tanaka // Ind. Engng Ghem. Fund. – 1971. – Vol. 10. – P. 34 – 91.
37. **Ishida, M.** Velocity Distributions in the Flow of Particles in an Inclined Open Channel / M. Ishida, T. Shirai // J. Chem. Eng. – Jpn., 1979. – Vol. 12. – P. 45 – 50.
38. **Flow of granular Materials** / S. B. Savage, R. M. Nedderman, U. Tuzun, G. T. Houlsby // Chem. Eng. – Sci., 1982. – Vol. 37. – P. 782 – 791.
39. **Augenstein, D. A.** An Experimental Study of the Flow of Dry Powders Over Inclined Surfaces / D. A. Augenstein, R. Hogg // Powder Techn. – 1978. – Vol. 19. – P. 205 – 215.
40. **Ishida, M.** The Flow of Solid Particles in an Aerated Inclined Channel / M. Ishida, H. Hatano, T. Shirai // Powder Techn. – 1980. – Vol. 27. – P. 7 – 12.
41. **Campbell, C. S.** Computer Simulation of Shear Flows of granular Materials / C. S. Campbell, C. E. Brennen // Mechanics of granular Materials. – Amsterdam : Elsevier Science Publishers, 1983. – P. 313 – 326.
42. **Kanatani, K. I.** A micro polar Continuum Theory for Flow of granular Materials / K. I. Kanatani // Int. J. Engng. Sci. – 1979. – Vol. 17. – P. 419 – 432.
43. **Jenkins, J. T.** Theories for Flowing granular Materials / J. T. Jenkins, S. C. Cowin // Mech. Fluid Engng. and Bioengng. Conf. – AMD 1979. – Vol. 51. – P. 79 – 89.
44. **McTigue, D. F.** A nonlinear continuum model for flowing granular materials : Ph. D. Dissertation / D. F. McTigue. – 1979.

45. **McTigue, D. F.** A model for stresses in shear flow of granular material / D. F. McTigue // Proc. U.S.-Japan Seminar on Continuum Mechanical and Statistical Approaches in the Mechanics of Granular Materials. – Tokyo, 1978. – P. 266 – 271.
46. **Marble, F. E.** Mechanism of particle collision in the one-dimensional dynamics of gas-particle mixtures / F. E. Marble // Phys. Fluids. – 1964. – P. 1270 – 1282.
47. **Coy, C.** Гидродинамика многофазных систем / C. Coy. – М. : Мир, 1971. – 536 с.
48. **Savage, S. B.** The stress tensor in a granular flow at high shear rates / S. B. Savage, D. J. Jeffrey // J. Fluid Mech. – 1981. – Vol. 110. – P. 255 – 272.
49. **Augenstein, D. A.** An Experimental Study of the Flow of Dry Powders Over Inclined Surfaces / D. A. Augenstein, R. Hogg // Powder Technology. – 1974. – Vol. 10. – P. 43 – 49.
50. **Ogawa, S.** On the Equations of Fully Fluidized Granular Materials / S. Ogawa, A. Umemura, N. Oshima // Zeitschrift fur angewandte Matematik und Physik. – 1980. – Vol. 31. – P. 482 – 493.
51. **Ackermann, N. L.** Rapid Shear Flow of densely packed granular Materials / N. L. Ackermann, H. H. Shen // Mechanics of granular Materials. – Amsterdam : Elsevier Science Publishers, 1983. – P. 295 – 304.
52. **Savage, S. B.** Theories for Flow Granular Materials / S. B. Savage, S. C. Cowin // American Society of Mechanical Engineers, Buffalo. – N.Y., June 1999. – P. 79 – 82.
53. **Ogawa, S.** Multitemperature Theory of Granular Materials / S. Ogawa // Proceedings of the U.S. Japan Seminar on Continuum Mechanical and Statistical Approaches in the Mechanics of Granular Materials. – Tokyo, 1978. – P. 208 – 217.
54. **Ackerman, N. L.** Stresses in rapidly sheared Fluid – Solid Mixtures / N. L. Ackerman, H. H. Shen // Dev. Eng. Mech. ACSE. – 1982. – Vol. 108. – P. 95 – 113.
55. **Matsuoka, H.** A stress-strain model for granular materials considering the mechanism of fabric change / H. Matsuoka // Department of Civil Engineering. – Nagoya, 1983. – P. 201 – 208.
56. **Ширко, И. В.** Статистическое исследование течений гранулированных сред / И. В. Ширко // Деп. в ВИНТИ 12.04.1982, № 1738-82.
57. **Nedderman, R. M.** A kinematics model for the flow of granular materials / R. M. Nedderman, U. A. Tuzun // Powder Technology. – 1979. – Vol. 2, № 2. – P. 243 – 253.
58. **Tuzun, U. A.** Experimental evidence supporting kinematics modeling of the flow of granular media in the absence of air drag / U. A. Tuzun, R. M. Nedderman // Powder Technology. – 1979. – Vol. 24, № 2. – P. 257 – 266.
59. **Чемпен, С.** Математическая теория неоднородных газов / С. Чемпен, Т. Каулинг. – М. : Мир, 1980. – 415 с.

60. **Dolgunin, V. N.** Segregation modeling of particle rapid gravity flow / V. N. Dolgunin, A. A. Ukolov // Powder Technology 83. – 1995. – P. 95.
61. **Аэрофизика** и геокосмические исследования : сб. ст. / И. В. Ширко, А. В. Семенов. – М. : МФТИ, 1984. – 100 с.
62. **Долгунин, В. Н.** О кинетических закономерностях сегрегации неоднородных частиц в быстром сдвиговом потоке / В. Н. Долгунин, А. А. Уколов, В. Я. Борщев // Гидромеханические процессы разделения гетерогенных систем : тез. докл. Всесоюз. конф. – Тамбов : Изд-во ТИХМ, 1991. – С. 17–18.
63. **Берлинер, М. А.** Электрические измерения, автоматический контроль и регулирование влажности / М. А. Берлинер. – М.–Л. : Энергия, 1965. – 324 с.
64. **Лопатин, Б. А.** Кондуктометрия / Б. А. Лопатин. – Новосибирск, 1964. – 215 с.
65. **Марин, В. И.** Моделирование акустического тракта устройства измерения процентного содержания связующего / В. И. Марин, Б. А. Диденко // Математические методы в технике и технологиях : сб. тр. XV Междунар. науч. конф. – Тамбов, 2002. – С. 59 – 62.
66. **Глинкин, Е. И.** Схемотехника микропроцессорных систем / Е. И. Глинкин. – Тамбов : ТГТУ, 1998. – 228 с.
67. **Tomographic** measurements and distinct element simulations of binary granular flow voidage / P. A. Langston, M. S. Nikitidis, V. Tüzün, D. M. Heyes // World Congress on particle Technology 3. – Brighton, UK. 1998. – P. 333 (in Compact Disk).
68. **On-line** measurement of pulverized coal mass flow using an ultrasonic technique / M. J. Millen, B. D. Sowerby, D. A. Abemethy, R. Kingsiey and C. Grima // Powder technology. – 1997. – Vol. 92. – P. 105 – 113.
69. **Schlaberg, H. I.** Ultrasound process tomography system for hydro cyclones / H. I. Schlaberg, F. J. W Podd, B. S. Hoyle // Ultrasonics. – 2000. – Vol. 38. – P. 813 – 816.
70. **Sederman, A. J.** Magnetic resonance imaging of liquid flow and pore structure within packed beds / A. J. Sederman // Chem. Eng. Sci. – 1997. – Vol. 52. – P. 2239 – 2250.
71. **Sederman, A. J.** Structure of packed beds probed by Magnetic Resonance Imaging / A. J. Sederman, P. Alexander, L. F. Gladden // Powder Technology. – 2001. – Vol. 117. – P. 255 – 269.
72. **Structure-flow** correlations in packed beds / A. J. Sederman, M. L. Johns, P. Alexander, L. F. Gladden // Chem. Eng. Sci. – 1998. – Vol. 53. – P. 2117 – 2128.
73. **George, D. L.** Three-phase material distribution measurements in a vertical flow using gamma-densitometry tomography and electrical-impedance tomography / D. L. George // Int. J. Multiphase Flow. – 2001. – Vol. 27. – P. 1903 – 1930.

74. **Mann, R.** Development of mixing models using electrical resistance tomography / R. Mann // Chem. Eng. Sci. – 1997. – Vol. 52. – P. 2073 – 2085.
75. **Mann, R.** Application of electrical resistance tomography to interrogate mixing process at plant scale / R. Mann // Chem. Eng. Sci. – 1997. – Vol. 52. – P. 2087 – 2097.
76. **Dyakowski, T.** Application of electrical tomography for gas-solids and liquid-solids flows – a review / T. Dyakowski, L. F. C. Jeanmeure, A. J. Jaworski // Powder Technol. – 2000. – Vol. 112. – P. 174 – 192.
77. **McKee, S. L.** Solids flow imaging and attrition studies in a pneumatic conveyor / S. L. McKee // Powder Technol. – 1995. – Vol. 82. – P. 105 – 113.
78. **Ostrowski, K.** Real time visualization and analysis of dense phase powder conveying / K. Ostrowski // Powder Technology. – 1999. – Vol. 102. – P. 1 – 13.
79. **York, T. A.** Particle detection using integrated capacitance sensor / T. A. York // Sensors and Actuators A: Physical. – 2001. – Vol. 12. – P. 74 – 79.
80. **Warsito, W.** Measurement of real-time flow structures in gas-liquid and gas liquid-solid flow system using electrical capacitance tomography (ECT) / W. Warsito, L.-S. Fan // Chem. Eng. Sci. – 1995. – Vol. 47. – P. 1178 – 1185.
81. **Application** of medical computer tomography measurements in 3D reservoir characterization / T. Foldes, G. Argyelan, B. Kiss et al. // Conference Volume of EAGE & SAID Conference. – Paris, 2000. – P. 345 – 358.
82. **Bartholomew, R. N.** Measuring solids concentration in fluidized systems by gamma-ray absorption / R. N. Bartholomew, R. M. Casagrande // Ind. Eng. Chem., 1957. – Vol. 49. – P. 428 – 431.
83. **Martin, M. P.** Gas and solid behavior in cracking circulating fluidized beds / M. P. Martin et al. // Powder Technol. – 1992. – Vol. 70. – P. 249 – 258.
84. **Chester, A. W.** Mixing dynamics in catalyst impregnation in double-cone blenders / A. W. Chester et al. // Powder Technology. – 1999. – Vol. 102. – P. 85 – 94.
85. **Computer** Tomography Measurements in Shear and Gravity Particle Flows / B. Denes, J. Szepvolgy, P. Bogner et al. // 4-th World Congress of Particle Technology, Full text of paper in CD-Rom, Sydney. – Australia, 2002.
86. **Bridgwater, J.** Interparticle Percolation: Equipment Development and mean Percolation Velocities / J. Bridgwater, M. H. Cooke, A. M. Scoott // Trans. I Chem. – E. 1978. – P. 157 – 167.
87. **Williams, J. C.** The segregation of particulate materials / J. C. Williams // Powder Technology. – 1976. – Vol. 15. – P. 245.
88. **Enstad, G. G.** Segregation of powders and its minimization in Kalman H. Ed. / G. G. Enstad // The 2-nd Israel conference for conveying and handling of particulate solid. Proceedings. – Jerusalem, 1997. – P. 11 – 52.

89. **Shinohara, K.** Mechanism of density segregation of particles in filling vessels / K. Shinohara, S. Miyata // *Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev.* – 1984. – 23(3). – P. 423.

90. **Shinohara, K.** Some segregation mechanisms and their prevention / K Shinohara, G.G. Enstad // *Proc. Int. Sump. Reliable flow of particulate solids.* – Oslo, 1993. – P. 819.

91. **Петренко, А. Л.** Стохастическая модель классификации полидисперсных смесей частиц / А. Л. Петренко // *Применение аппаратов порошковой технологии и процессов термосинтеза в народном хозяйстве : материалы Всесоюз. конф.* – Томск : Изд-во Томского ун-та, 1987. – С. 67–68.

92. **Роднов, О. О.** Имитационная динамическая модель процесса сепарации в толстом виброкипящем слое / О. О. Роднов, В. А. Васюнин // *Применение аппаратов порошковой технологии и процессов термосинтеза в народном хозяйстве : материалы Всесоюз. конф.* – Томск : Изд-во Томского ун-та, 1987. – С. 29.

93. **Cooke, M. H.** Interparticle percolation: a statistical mechanical interpretation / M. H. Cooke, J. Bridgwater // *Int. Eng. Fundam.* – 1979. – Vol. 18.1. – P. 25.

94. **Голованев, Г. М.** Об учете влияния дискретности зернистой среды на процесс ее гравитационного сепарирования / Г. М. Голованев // *Разработка теории и конструктивного оформления аппаратов интенсивного действия с участием зернистых материалов : Межвуз. сб. науч. тр.* – Иваново : Изд-во ИХТИ, 1984. – С. 110 – 113.

95. **Гельперин, Б. С.** Сегрегация твердых частиц в псевдооживленном слое и равновесное распределение / Б. С. Гельперин, В. В. Захаренко, В. Г. Айнштейн // *Теоретические основы химической технологии.* – 1977. – Т. 11, № 4. – С. 572 – 578.

96. **Гордонов, Б. С.** Модель сегрегации дисперсных материалов в псевдооживленном слое / Б. С. Гордонов, В. В. Захаренко, В. Г. Айнштейн // *Химическая промышленность.* – 1984. – № 12. – С. 749 – 752.

97. **Гордонов, Б. С.** Сегрегация зернистых материалов в однородном псевдооживленном слое / Б. С. Гордонов, В. Г. Айнштейн, В. В. Захаренко // *Химическая промышленность.* – 1988. – № 12. – С. 737 – 740.

98. **Stephens, D. J.** The Mixing and Segregation Cohesionless Particulate Materials. Part I. Failure Zone Formation; Part II. Microscopic Mechanisms for Particles Differing in Size / D. J. Stephens, J. Bridgwater // *Pow. Technology.* – 1978. – Vol. 21. – P. 17 – 44.

99. **Drahn, J. A.** Free Surface Segregation / J. A. Drahn, J. Bridgwater // *I. Chem. E. Symposium.* – 1979. – P. 65.

100. **Dolgunin, V. N.** Model of segregation in a sheared flow of particulate solids and multifunctional modules for processes with separation / V. N. Dolgunin, A. A. Ukolov, V. J. Borchov // *Int. Congress of Chemical Engineering, Chemical Equipment Design and Automation. CHISA-90.* – Praha, 1990. – P. 36.

101. **Неддерман, Р.** Толщина зоны сдвига движущихся гранулированных материалов // *Механика гранулированных сред* / Р. Неддерман, К. Лаохакуль // *Теория быстрых движений* : сб. ст. / пер. с англ. ; сост. И. В. Ширко. – М. : Мир, 1985. – С. 65 – 85.
102. **Сугимото, М.** Совмещенный процесс гранулирования – классификации, проводимый в коническом сосуде / М. Сугимото, С. Накамура // *Экспериментальное исследование влияния замкнутой системы.* – Дзайре (Япония), 1984. – Т. 33, № 372. – С. 1135 – 1140.
103. **Arnold, P. C.** The influence of segregation on the flow pattern in silos // *Int. Congress of chemical Engineering, chemical Equipment* / P. C. Arnold // *Design and Automation* : CHISA-90. – Praha, – 1990. – P. 5.
104. **Экспериментальное** исследование сегрегации при гравитационном течении зернистого материала / В. Н. Долгунин, А. А. Уколов, В. Я. Борщев, П. Н. Чарыков ; Тамбовск. ин-т хим. машиностроения. – Тамбов, 1989. – 8 с. – Деп. в ОНИИТЭХИМ г. Черкассы, 27.09.90, № 312 хп 90.
105. **Dolgunin, V. N.** Int. Congress of chemical engineering, chemical equipment, design and automation / V.N. Dolgunin, A.A. Ukolov, A.N. Kudy // CHISA-93. – Prague, 1993. – P. 113.
106. **Долгунин, В. Н.** Сегрегация при гравитационном течении зернистых материалов : дис. ... д-ра техн. наук: спец. 05.17.08 ; защищена 17.04.93 ; утв. 11.12.93 / Долгунин В. Н. – М., 1993. – 345 с.
107. **Williams, J. C.** Segregation of powders and granular materials / J. C. Williams // *Fuel. Soc. J.* – 1963. – Vol. 14. – P. 29 – 34.
108. **Dolgunin, V. N.** The segregation mechanisms in failure zones of particulate solids gravity flow / V. N. Dolgunin, A. A. Ukolov, A. N. Kudy // *World Congress of Particle Technology 3.* – Brighton. UK, 1998.
109. **Долгунин, В. Н.** В столкновении узнаются свои / В. Н. Долгунин // *Изобретатель и рационализатор.* – 1989. – № 6. – С. 18–19.
110. **Micro-mechanics** of segregation and stratification in granular heaps / J. Baxter, U. Tezen, D. M. Hayes and P. Fredlund // *World Congress on Particle Technology 3.* – Brighton. UK, 1998.
111. **Долгунин, В. Н.** О кинетических закономерностях сегрегации неоднородных частиц в быстром сдвиговом потоке / В. Н. Долгунин, А. А. Уколов, В. Я. Борщев // *Гидромеханические процессы разделения гетерогенных систем* : тез. докл. Всесоюз. конф. – Тамбов : Изд-во ТИХМ, 1991.
112. **Долгунин, В. Н.** Об эффективности сегрегации и перемешивания в гравитационном потоке сыпучего материала / В. Н. Долгунин, А. Н. Куди, А. М. Климов // *Механика сыпучих материалов* : тез. докл. Всесоюз. науч. конф. – Одесса, 1991.
113. **Долгунин, В. Н.** Влияние условий течения смесей зернистых частиц по наклонной плоскости на их однородность / В. Н. Долгунин, А. Н. Куди // *Химическая промышленность.* – 1993. – № 9. – С. 45 – 50.

114. **Долгунин, В. Н.** Об условии однородности среды в процессах с дисперсной твердой фазой / В. Н. Долгунин, А. А. Уколов, А. Н. Куди // Тез. докл. II-й Региональной науч.-техн. конф. – Тамбов : Изд-во ТГТУ, 1994. – С. 86–87.

115. **Dolgunin, V. N.** Development of the model of segregation of particles undergoing granular flow down on inclined chute / V. N. Dolgunin, A. N. Cudi, A. A. Ukolov // Powder Technology. – Holland, 1998. – P. 211 – 218.

116. **Куди, А. Н.** Моделирование сегрегации при сдвиговом течении зернистых материалов и разработка способов интенсификации процесса : дис. ... канд. техн. наук: спец 05.17.08 ; защищена 247.12.93 ; утв. 07.10.94 / А. Н. Куди. – Тамбов, 1993. – 168 с.

117. **Segregation** kinetics in moving granular media / V. N. Dolgunin, A. N. Cudi, A. A. Ukolov, A. G. Tyalin // The forum for Bulk Solids Handling, Proceedings. – Jerusalem, 1997. – P. 1175 – 1181.

118. **Dolgunin, V. N.** Segregation in aerated gravity flows of particulate solids / V. N. Dolgunin, A. N. Cudi, A. M. Klimov // World Congress on Particle Technology. – Brighton, UK, 1998.

119. **Surface** and resilience effects of particles undergoing rapid shear flow / V. N. Dolgunin, A. A. Ukolov, D. N. Allenov, O. O. Ivanov // 4 World Congress of Particle Technologies : Sydney, Australia, full texts of papers in CD. – 2002.

120. **Granular** materials separation based on segregation effects / V. N. Dolgunin, A. N. Cudi, A. A. Ukolov et al. // The forum for Bulk Solids Handling, Proceedings. – Jerusalem, 1997. – P. 1163 – 1169.

121. **Dolgunin, V. N.** The movement of single small and large particles in rapid gravity flow of particulate solids / V. N. Dolgunin, A. A. Ukolov, O. O. Ivanov // Int. Congress of chemical Engineering, chemical equipment Design and Automation CHISA–98. – Praha, 1998 (in Compact Disk).

122. **Иванов, О. О.** К расчету частоты столкновения частиц при гравитационном течении дисперсного материала / О. О. Иванов, А. А. Уколов // Труды ТГТУ. – Тамбов : Изд-во ТГТУ, 1999. – С. 25 – 30.

123. **Долгунин, В. Н.** Моделирование сегрегации в сдвиговом потоке зернистого материала. Проблемы и решения / В. Н. Долгунин // Вестник Тамб. гос. техн. ун-та. – 1998. – Т. 4, № 4. – С. 140 – 144.

124. **Dolgunin, V. N.** Roughness and resilience effects during segregation in rapid gravity flow of particulate solids / V. N. Dolgunin, A. A. Ukolov, D. N. Allenov // In Kalman H., Levy A. and Hubert M. – eds. The Forum for Bulk Solids Handling, Proceedings. The Dead Sea, Israel. – 2000. – Vol. 1. – P. 867 – 873.

125. **To forecasting** the hydrodynamics and segregation effects during rapid gravity flow of granular materials on a vibrated rough chute / V. N. Dolgunin, A. N. Kudi, A. M. Klimov et al. // Proc. of the World Congress on Particle Technology – 7 (WCPT7) on CD. May 19 – 22, 2014, Beijing, China. – P. 1 – 6.

126. **To vibrorheological** effects forecasting during rapid gravity flow of particulate solids / V. N. Dolgunin, A. N. Kudy, V. A. Voronov, E. A. Ryabova // Trans. of TSTU. – 2013 – Vol. 19, № 3. – С. 570 – 576.

127. **To understanding** some intriguing segregation phenomena in rapid gravity flows of particulate solids on a vibrated rough chute / V. N. Dolgunin, A. N. Kudy, E. A. Ryabova, E. E. Milovanov // Trans. of TSTU. – 2013. – Vol. 19, № 4. – С. 570 – 576.

128. **To development** of a particulate solids state equation during rapid gravity flow / V. N. Dolgunin, P. A. Ivanov, A. M. Klimov, O. O. Ivanov // 9-th European Congress of Chemical Engineering ECCE2013 on CD, Hague, Netherlands, 2013. – P. 1 – 6.

129. **Иванов, О. О.** Кинетика и метод определения кинетических характеристик сегрегации при гравитационном течении зернистых материалов : дис.... канд. техн. наук: спец. 05.17.08 ; защищена 19.05.2000 ; утв. 10.07.2000 / О. О. Иванов. – Тамбов, 2000. – 168 с.

130. **Savage, S. B.** Interparticle percolation and segregation in granular materials / S. B. Savage A review // in A.P.S. Selvaduraj (ed.) Development in Engineering Mechanisms, Elsevier Science Publishers B.V. – Amsterdam, 1987. – P. 347 – 363.

131. **Роднов, О. О.** Имитационная динамическая модель процесса сепарации в толстом виброкипящем слое / О. О. Роднов, В. А. Васюнин // Применение аппаратов порошковой технологии и процессов термосинтеза в народном хозяйстве : материалы Всесоюз. конф. – Томск : Изд-во Томского ун-та, 1987. – С. 29.

132. **Pershin, V. F.** Simulation of the processes of segregation and granulation of particulate solids in a rotary cylinder / V. F. Pershin // Int. Congress of chemical Engineering, Chemical Equipment, Design and Automation. CHISA-90.– Praha, 1990. – 1 – 5.32. – P. 38.

133. **Rose, H. E.** A suggested equation relating to the mixing of powders and its application to the study of performance of certain types of machines / H. E. Rose // Trans. Instn. Chem. Engrs. – 1959. – 37(2). – P. 47 – 56.

134. **Surface** effects of particles undergoing rapid gravity flow / A. A. Ukolov, V. N. Dolgunin, D. N. Allenov and O. O. Ivanov // 14-th International Congress of Chemical and Process Engineering, full texts of papers in CD. – Praha, 2000.

135. **Першин, В. Ф.** Моделирование процесса смешения сыпучего материала в поперечном сечении вращающегося барабана / В. Ф. Першин // Теоретические основы химической технологии. – 1986. – № 4. – С. 508 – 513.

136. **Моделирование** динамики сегрегации в быстром гравитационном потоке зернистых материалов / В. Н. Долгуниин, А. А. Уколов, О. О. Иванов // Тез. докл. IV науч. конф. ТГТУ. – Тамбов : Изд-во ТГТУ, 1998.

137. **Иванов, О. О.** Определение кинетических характеристик сегрегации в быстром сдвиговом потоке зернистого материала / О. О. Иванов, А. А. Уколов // Труды ТГТУ. – Тамбов : Изд-во ТГТУ, 1999. – С. 12 – 18.

138. **Dolgunin, V. N.** Segregation kinetics of particles with different roughnesses and elasticities under a rapid gravity flow of a granular medium / V. N. Dolgunin, O. O. Ivanov, A. A. Ukolov // *Theoretical Foundations of Chemical Engineering*. – 2009. – Vol. 43. – Issue 2. – P. 187 – 195.
139. **Дженике, Э. В.** Складирование и выпуск сыпучих материалов / Э. В. Дженике ; пер. с англ. ; под ред. М. И. Агошкова. – М. : Мир, 1986.
140. **Kosova, S.** Powder Technol / S. Kosova, N. Pipel // 1971/72. – Vol. 5, № 6. – P. 329.
141. **Химия** и химическая технология / Л. И. Корнаущенко и др. // Изд. высш. учеб. заведений. – 1974. – Т. 17, № 11. – С. 1721.
142. **Novosad, J.** Studies on granular materials. 2 Aparatus for measuring the dynamic angle of internal and external friction of granular materials / J. Novosad // *Collect. Czech. Chem. Commun.* – 1964. – (29). – P. 2697 – 2714.
143. **Hvorzlev, M. J.** Torsion chear tests and their place in the determination of the chearing resistance of soils / M. J. Hvorzlev // *Proc. Am. Soc. Test. Mater.* – 1939. – (39). – P. 999 – 1022.
144. **Bridgwater, J.** Annular shear cell desing and operation: considerations arising from some detailed studies / J. Bridgwater and D. F. Bagster // Paper presented at 3-rd CHISA Congr., Marienbad. – Czechoslovakia, 1969.
145. **Carr, J. F.** An annular sear cell for granular materials / J. F. Carr and D. M. Walker // *Powder Technol.* – 1967/68. – (1). – P. 369 – 373.
146. **Scarlett, B.** Split ring annular shear cell for the determination of the shear strength of a powder / B. Scarlett and A. Todd // *J Phus. E, Ser. 2.* – 1968. – (1). – P. 655.
147. **New ring shear apparatus and its application to the measurement of residual strength** / A. W. Bishop, G. E. Green, V. K. Garga, A. Andressen and J. A. Brown // *Geotechnique.* – 1971. – (21). – P. 273 – 328.
148. **Schwedes, I.** Powder Technol / I. Schwedes // 1974. – № 1. – P. 51.
149. **Пчельников, Ю. Н.** Электроника сверхвысоких частот / Ю. Н. Пчельников, В. Т. Свиридов. – М. : Радиосвязь, 1981. – 89 с.
150. **К исследованию** динамики быстрых гравитационных течений зернистых сред / В. Я. Борщев, П. А. Иванов, Н. А. Малков, В. М. Нечаев // *Труды ТГТУ : сб. науч. ст. молодых ученых и студентов.* – Тамбов : Изд-во ТГТУ, 1999. – Вып. 3. – С. 14 – 18.
151. **Борщев, В. Я.** Сдвиговые течения зернистых сред в тепломасообменных и гидромеханических процессах : дис... докт. техн. наук: спец. 05.17.08 ; защищена 19.12.2008 ; утв. 13.03.2009 / В. Я. Борщев. – Тамбов., 2008. – 305 с.
152. **Борщев, В. Я.** Разработка метода бесконтактного измерения концентрации твердой фазы в быстром сдвиговом потоке зернистой среды / В. Я. Борщев, В. Н. Долгунин, П. А. Иванов // *Вестник Тамбовского университета (серия: Естественные и технические науки).* – 2001. – Т. 6, вып. 4. – С. 428 – 430.

153. **Компьютерная** обработка рентгенограмм при исследовании динамики быстрых гравитационных течений зернистых сред / В. Я. Борщев, В. Н. Долгунин, О. О. Иванов, П. А. Иванов // Математические методы в технике и технологиях : сб. тр. XV Междунар. науч. конф. : в 10-и т. Т. 7 Секция 7. – Тамбов, 2002. – С. 34 – 37.

154. **Experimental** and analytical research on rapid gravity flows particulate solids / V. N. Dolgunin, V. J. Borschov, P. A. Ivanov, A. M. Klimov // 4-th World Congress of Particle Technology. Full text of paper in CD-ROM. – Sydney, Australia, 2002.

155. **Dolgunin, V. N.** The Research on Rapid Gravity Flows of particulate solids / V. N. Dolgunin, V. J. Borschov, P. A. Ivanov // Trans. Of TSTU. – 2004. Vol. 10, № 3. – P. 689 – 696.

156. **Борщев, В. Я.** Разработка метода экспериментального определения профиля скорости в гравитационном потоке частиц на шероховатом скате / В. Я. Борщев, П. А. Иванов // Труды ТГТУ : сб. науч. ст. молодых ученых и студентов. – Тамбов : Изд-во ТГТУ, 2004. – Вып. 15. – С. 3 – 6.

157. **Борщев, В. Я.** Разработка метода определения толщины слоя гравитационного потока на шероховатом скате / В. Я. Борщев, П. А. Иванов, Г. А. Деев // Труды ТГТУ : сб. науч. ст. молодых ученых и студентов. – Тамбов : Изд-во ТГТУ, 2002. – Вып. 11. – С. 17 – 20.

158. **Пат. 2251665**, Российская Федерация, G01F23/02. Способ определения высоты слоя сыпучего материала на скате / В. Н. Долгунин, В. Я. Борщев, П. А. Иванов ; заявитель и патентообладатель Тамб. гос. техн. ун-т. – заявл. 22.03.04 ; опубл. 2005 ; Бюл. № 13. – С. 77.

159. **Dolgunin, V. N.** Development of simulation model of rapid gravity flows of particulate solids on a rough chute / V. N. Dolgunin, V. J. Borschov, P. A. Ivanov // In Kalman. – Israel, 2000. – P. 11.33 – 11.37.

160. **Першин, В. Ф.** Машины барабанного типа: основы теории расчета и конструирования / В. Ф. Першин. – Воронеж : Изд-во ВГУ, 1990. – 168 с.

161. **Борщев, В. Я.** Экспериментальное и аналитическое исследование быстрого гравитационного течения зернистой среды / В. Я. Борщев, В. Н. Долгунин, П. А. Иванов // Вестник Тамбовского государственного технического университета. – 2002. – Т. 8, № 3. – С. 436 – 443.

162. **Долгунин, В. Н.** Закономерности быстрого гравитационного течения зернистой среды / В. Н. Долгунин, В. Я. Борщев, П. А. Иванов // Теоретические основы химической технологии. – 2005. – Т. 39, №5. – С. 579 – 585.

163. **Долгунин, В. Н.** Быстрые гравитационные течения зернистых материалов: техника измерения, закономерности, технологическое применение / В. Н. Долгунин, В. Я. Борщев. – М. : Машиностроение-1, 2005. – 112 с.

164. **Борщев, В. Я.** Исследование структурных и кинематических параметров быстрого гравитационного потока зернистого материала на шероховатом скате / В. Я. Борщев, В. Н. Долгунин, П. А. Иванов // Вестник Тамбовского университета. Сер. Естественные и технические науки. – 2004. – Т. 9, вып. 2. – С. 289 – 291.
165. **Борщев, В. Я.** Исследование структурных параметров быстрого гравитационного потока зернистого материала / В. Я. Борщев, В. Н. Долгунин, П. А. Иванов // IX науч. конф. ТГТУ : тез. докл. – Тамбов : Изд-во ТГТУ, 2004. – С. 58.
166. **Campbell, C. S.** Computer Simulation of Shear Flows of granular Materials / C. S. Campbell, C. E. Brennen // Mechanics of granular Materials. – Amsterdam. Elsevier Science Publishers, 1983. – P. 313 – 326.
167. **Борщев, В. Я.** Анализ взаимодействия неэластичных несвязных частиц сферической формы в быстром сдвиговом потоке / В. Я. Борщев, В. Н. Долгунин, П. А. Иванов // Математические методы в технике и технологиях : тез. докл. XVII Междунар. науч. конф. – Кострома : Изд-во КГТУ, 2004. – Т. 4. – С. 93 – 95.
168. **Борщев, В. Я.** Взаимодействие неэластичных несвязных частиц сферической формы в быстром сдвиговом потоке зернистой среды / В. Я. Борщев, В. Н. Долгунин, П. А. Иванов // Исследование, разработка и применение высоких технологий в промышленности : сб. тр. первой междунар. науч.-прак. конф. – СПб. : Изд-во СПбГУ, 2005. – Т. 1. – С. 103–104.
169. **Dolgunin, V. N.** To understanding the structure of granular temperature during rapid gravity flow of particulate solids / V. N. Dolgunin, A. N. Kudi, A. M. Klimov, V. A. Pronin // Proc. of the World Congress on Particle Technology – 7 (WCP7) on CD., May 19 – 22, 2014, Beijing, China. – P. 1 – 6.
170. **A constitutive relationship rapid shear flow of particulate solids / V. N. Dolgunin, V. J. Borschov, P. A. Ivanov, A. M. Klimov // 7-th World Congress of Chemical Engineering. Full text of papers. – Glasgow. – 2005. – P. 1 – 9.**
171. **Борщев, В. Я.** Феноменологический анализ взаимодействия неэластичных несвязных частиц в быстром гравитационном потоке / В. Я. Борщев, В. Н. Долгунин, П. А. Иванов // Теоретические основы химической технологии. – 2008. – Т. 42, № 3. – С. 343 – 347.
172. **Алленов, Д. Н.** Моделирование процесса сегрегации в гравитационном потоке частиц различной шероховатости и упругости : дис. ... канд. техн. наук: спец. 05.17.08 ; защищена 26.12.2002 ; утв. 17.05.2003 / Д. Н. Алленов. – Тамбов, 2002. – 132 с.
173. **Пановко, Я. Г.** Введение в теорию механического удара / Я. Г. Пановко. – М. : Наука, 1977. – 224 с.
174. **Иванов, О. О.** К определению коэффициента восстановления при столкновении частиц зернистой среды / О. О. Иванов, Д. Н. Алленов // Труды ТГТУ : сб. науч. ст. молодых ученых и студентов. – Тамбов : Изд-во ТГТУ, 2002. – Вып. 12. – С. 3 – 8.

175. **Борщев, В. Я.** О гравитационном течении частиц неправильной формы на шероховатом скате / В. Я. Борщев, В. Н. Долгунин, П. А. Иванов // Вестник Тамбовского государственного технического университета. – 2004. – Т. 10, № 2. – С. 513 – 518.

176. **Bridgwater, J.** Fundamental powder Mixing Mechanism / J. Bridgwater // Powder Technology. – 1976. – Vol. 15. – P. 215 – 236.

177. **Долгунин, В. Н.** Кинетические закономерности сегрегации при быстром гравитационном течении зернистых материалов / В. Н. Долгунин, А. А. Уколов, О. О. Иванов // Теоретические основы химической технологии. – 2006. – Т. 40, № 4. – С. 62 – 66.

178. **Пронин, В. А.** Сепарация полидисперсных зернистых материалов различной плотности : дис. ... канд. техн. наук: спец. 05.17.08 ; защищена 26.12.1998 ; утв. 17.05.1999 / Пронин В. А. – Тамбов, 1998. – 135 с.

179. **Dolgunin, V. N.** Processing of Granular Materials in Controlled Segregated Flows / V. N. Dolgunin, O. O. Ivanov, A. A. Ukolov, A. N. Kudi // Theoretical Foundations of Chemical Engineering. – 2014. – Vol. 48, N. 4. – P. 404 – 413.

180. **Долгунин, В. Н.** Процессы и оборудование для переработки зернистых материалов в управляемых сегрегированных потоках: монография / В. Н. Долгунин, О. О. Иванов. – Тамбов : Изд-во ФГБОУ ВПО «ТГТУ», 2011. – 120 с.

181. **Dolgunin, V. N.** Modeling the Gravity Cascade Classification of Granular Materials / V. N. Dolgunin, V. Ya. Borschev // Chemical and Petroleum Engineering. – 2014. – Vol. 50, Issue 7–8. – P. 430 – 434.

182. **Борщев, В. Я.** Установка для экспериментального исследования эффектов взаимодействия частиц при сдвиговых деформациях в зернистой среде / В. Я. Борщев, П. А. Иванов // Труды ТГТУ : сб. науч. ст. молодых ученых и студентов. – Тамбов : Изд-во ТГТУ, 2001. – Вып. 8. – С. 185 – 188.

183. **Пат. 2329930**, Российская Федерация, В65G15/00. Устройство для определения структурных и кинематических характеристик деформируемого сыпучего материала / В. Н. Долгунин, В. Я. Борщев, Р. А. Шубин ; заявитель и патентообладатель Тамбовский государственный технический университет – заявл. 12.04.2006 ; опубл. 27.07.2008 ; Бюл. № 21. – С. 209.

184. **Borschov, V. J.** The conveyor shear cell for determination of particle tendency to segregation and mixing during shear flow of particulate solids / V. J. Borschov, V. N. Dolgunin, R. A. Schubin // Trans. Of TSTU. – 2006. – Vol. 12, № 3A. – P. 695 – 699.

185. **Борщев, В. Я.** Исследование эффектов взаимодействия частиц при сдвиговых деформациях зернистой среды / В. Я. Борщев, В. Н. Долгунин, О. О. Иванов // Вестник Тамбовского государственного технического университета. – 2003. – Т. 9, № 2. – С. 230 – 235.

186. **Взаимодействие** частиц при сдвиговых деформациях в зернистой среде / В. Я. Борщев, Г. А. Деев, А. С. Пучнин, Р. А. Шубин // Труды

ТГТУ : сб. науч. ст. молодых ученых и студентов. – Тамбов : Изд-во ТГТУ, 2003. – Вып. 13. – С. 7 – 10.

187. **Долгуниин, В. Н.** Эффекты разделения и перемешивания частиц в поперечно продуваемых гравитационных потоках / В. Н. Долгуниин, А. Н. Куди, О. О. Иванов // Изв. вузов. Пищевая технология. – 2010. – № 5–6. – С. 62 – 66.

188. **Борщев, В. Я.** Исследование кинематических и структурных характеристик течения зернистой среды в режиме пластических деформаций / В. Я. Борщев, В. Н. Долгуниин // Современные направления теоретических и прикладных исследований : сб. науч. тр. – Одесса : Изд-во Одесского национального морского ун-та, 2007. – С. 83 – 85.

189. **Dolgunin, V. N.** The conveyor shear cell for determination of particle tendency to segregation and mixing / V. N. Dolgunin, V. J. Borschov, A. M. Klimov // 4-th European Congress of Chemical Engineering. Full Text of papers in CD-ROM. – Granada, Spain, 2003.

190. **Долгуниин, В. Н.** Моделирование процесса смешения сыпучих материалов при течении зернистой среды в режиме сдвиговых пластических деформаций / В. Н. Долгуниин, В. Я. Борщев, Р. А. Шубин // Химическое и нефтегазовое машиностроение. – 2007. – № 6. – С. 6 – 8.

191. **Модель** динамики перемешивания при сдвиговом течении зернистой среды в режиме пластических деформаций / В. Я. Борщев, В. Н. Долгуниин, Р. А. Шубин, В. А. Пронин // Математические методы в технике и технологиях : тез. докл. XX Междунар. науч. конф. – Ярославль : Изд-во ЯГТУ, 2007. – Т. 3. – С. 95 – 97.

192. **Борщев, В. Я.** Исследование процесса взаимодействия частиц при сдвиговых деформациях в зернистой среде / В. Я. Борщев, В. Н. Долгуниин // Математические методы в технике и технологиях : тез. докл. XVI Междунар. науч. конф. – Ростов н/Д : Изд-во РГАСХМ, 2003. – Т. 3. – С. 75 – 77.

193. **Долгуниин, В. Н.** Сегрегация при сдвиговой деформации зернистого материала / В. Н. Долгуниин, В. Я. Борщев, Р. А. Шубин // Химическое и нефтегазовое машиностроение. – 2008. – № 1. – С. 7 – 10.

194. **Phenomenological** description of mixing – segregation effects during shear deformation of particulate solids / V. J. Borschov, V. N. Dolgunin, R. A. Schubin, A. M. Klimov // 6-th European Congress of Chemical Engineering. Full Text of papers. – Copenhagen, 2007. – P. 1 – 6.

195. **Кинетика** процесса сегрегации при сдвиговом течении зернистой среды в режиме пластических деформаций / В. Я. Борщев, В. Н. Долгуниин, Р. А. Шубин, В. А. Пронин // сб. тр. Межд. науч. конф. – Иваново : Изд-во Ивановского гос. хим.-технол. ун-та, 2007. – С. 29 – 31.

196. **Борщев, В. Я.** Исследование поведения одиночных частиц при сдвиговых деформациях в зернистой среде / В. Я. Борщев, Р. А. Шубин, А. А. Уколов // Прогрессивные технологии развития : сб. науч. ст. по материалам науч.-практ. конф. – Тамбов : Изд-во ТГТУ, 2004. – С. 171 – 173.

197. **Борщев, В. Я.** Перемещение мелких и крупных одиночных частиц в зернистой среде при умеренных скоростях / В. Я. Борщев, Р. А. Шубин, А. А. Уколов // Труды ТГТУ. – Тамбов : Изд-во ТГТУ, 2005. – Вып. 13. – С. 7 – 11.

198. **Борщев, В. Я.** Анализ взаимодействия частиц зернистой среды в конвейерной сдвиговой ячейке / В. Я. Борщев, В. Н. Долгунин, Р. А. Шубин // Математические методы в технике и технологиях : тез. докл. XVIII Междунар. науч. конф. – Казань : Изд-во КГТУ, 2005. – Т. 3. – С. 168 – 170.

199. **Долгунин, В. Н.** Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2008612486. Расчет коэффициента сегрегации при сдвиговом течении зернистых сред / В. Н. Долгунин, В. Я. Борщев, Р. А. Шубин / Тамб. гос. техн. ун-т. – заявлено 02.04.2008. Зарегистрировано 20.05.2008.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	3
1. СДВИГОВЫЕ ТЕЧЕНИЯ И ЭФФЕКТЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ ЗЕРНИСТЫХ СРЕД В ПРИРОДНЫХ ЯВЛЕНИЯХ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССАХ	5
1.1. Общая характеристика сдвиговых течений зернистых сред и проблемы их моделирования	5
1.2. Сдвиговые эффекты в потоках зернистых сред и их влияние на динамику течения и кинетику процессов обработки материалов методами разделения, соединения и тепломассообмена	12
1.3. Проблемы моделирования эффектов взаимодействия неоднородных частиц в сдвиговых потоках зернистых сред	17
1.3.1. Быстрые гравитационные течения зернистых материалов как объекты исследования	17
1.3.2. Экспериментальное и аналитическое исследование эффектов взаимодействия неоднородных частиц при сдвиговых деформациях зернистых сред	39
2. ПРОГНОЗИРОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ, КИНЕМАТИЧЕСКИХ И ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК БЫСТРЫХ СДВИГОВЫХ ПОТОКОВ ЗЕРНИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ	56
2.1. Совершенствование техники измерения параметров быстрых сдвиговых течений зернистых материалов	56
2.1.1. Метод рентгенографического исследования профилей концентрации твердой фазы в быстром сдвиговом потоке зернистой среды	56
2.1.2. Техника и метод определения профиля скорости в быстром гравитационном потоке зернистого материала на шероховатом скате	64
2.2. Развитие метода прогнозирования структурных, кинематических и динамических характеристик в быстром сдвиговом потоке зернистой среды на базе уравнения состояния	67
2.2.1. Исследование прогностических свойств уравнения состояния зернистой среды при быстром сдвиге и развитие метода определения его параметров	67

2.2.2. Рентгенографическое исследование микроструктурных и кинематических характеристик быстрого гравитационного потока зернистой среды и проверка адекватности уравнения ее состояния	75
2.2.3. «Температура» зернистой среды. Уточнение уравнения состояния зернистой среды при быстром сдвиге	79
2.3. Технологическое использование быстрых гравитационных течений зернистых материалов	98
2.3.1. «Температура» зернистой среды и эффекты взаимодействия неоднородных частиц при быстром сдвиговом течении зернистых материалов	98
2.3.2. Переработка зернистых материалов методами соединения и разделения в быстрых гравитационных потоках	105
3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНО-КИНЕМАТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК И ЭФФЕКТОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕОДНОРОДНЫХ ЧАСТИЦ ПРИ СДВИГОВОЙ ДЕФОРМАЦИИ ЗЕРНИСТОЙ СРЕДЫ	108
3.1. Техника и результаты исследования параметров течения зернистых материалов в режиме сдвиговых деформаций ...	108
3.2. Эффекты перемешивания и разделения частиц при сдвиговой деформации зернистых материалов	117
4. АНАЛИЗ ПРОЦЕССОВ РАЗДЕЛЕНИЯ (СЕГРЕГАЦИИ) И СМЕШИВАНИЯ ЧАСТИЦ ПРИ СДВИГОВОЙ ДЕФОРМАЦИИ ЗЕРНИСТОЙ СРЕДЫ	123
4.1. Кинетика и моделирование процесса смешивания частиц зернистой среды в условиях сдвиговой деформации	123
4.2. Кинетика сегрегации частиц и метод определения коэффициента скорости процесса при сдвиговых деформациях зернистой среды	131
4.3. Моделирование процесса сегрегации частиц при сдвиговых деформациях зернистой среды	144
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	149
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	150

Научное издание

ДОЛГУНИН Виктор Николаевич
ИВАНОВ Олег Олегович
БОРЩЕВ Вячеслав Яковлевич

**СДВИГОВЫЕ ТЕЧЕНИЯ ЗЕРНИСТЫХ СРЕД:
ЗАКОНОМЕРНОСТИ
И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ**

Монография

Редактор З. Г. Чернова
Инженер по компьютерному макетированию М. Н. Рыжкова

ISBN 978-5-8265-1601-0



Подписано в печать 19.09.2016.
Формат 60 × 84/16. 9,76 усл. печ. л.
Тираж 300 экз. (1-й з-д – 50 экз.)
Заказ № 384

Издательско-полиграфический центр
ФГБОУ ВО «ТГТУ»
392000, г. Тамбов, ул. Советская, д. 106, к. 14
Тел. 8(4752) 63-81-08
E-mail: izdatelstvo@admin.tstu.ru