

При этом  $R_s=0$  и  $a_{ns}(z)=0$  (см. (10) и (23)). Условия (31) не могут быть выполнены одновременно для всех  $s$ , но в принципе можно, например, подавить все волны, кроме одной. Таким образом, фазовое подавление позволяет выделить любую из волн  $a_{ns}(z)$  в (5). Хотя полное фазовое подавление ВКР в диспергирующей среде и невозможно, практически на этот эффект (и обусловленные им избыточные флуктуации мощности стоксовой компоненты — см. [4]) дисперсия среды влияет мало. Действительно, как было выяснено выше, основную роль при ВКР играет первая волна, условие подавления которой

$$\sum_n \frac{a_n^0 A_n^*}{\gamma_n + i\nu\mu} = 0$$

лишь незначительно отличается от соответствующего условия

$\sum_n a_n^0 A_n^* = 0$  в бездисперсионном случае.

В заключение отметим, что использованный здесь метод решения уравнений (3) может быть использован для анализа других типов рассеяния (например, ВРМБ или температурного), а также параметрического усиления, когда эти процессы возбуждаются в диспергирующей среде под действием многомодовой накачки.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е. Эффекты насыщения при ВКР и резонансном поглощении.— Письма в ЖЭТФ, 1973, 18, с. 519—521. [2] Джотян Г. П., Дьяков Ю. Е. Насыщение ВКР при многомодовой накачке.— Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1977, 18, № 3, с. 70—73. [3] Дьяков Ю. Е. Уравнение типа Дайсона для волн в оптически нелинейных средах (нелинейные задачи).— Краткие сообщения по физике (ФИАН), 1973, № 5, с. 39—45. [4] Джотян Г. П., Дьяков Ю. Е., Зубарев И. Г., Миронов А. Б., Михайлов С. И. Усиление при ВКР немонахроматической накачки.— ЖЭТФ, 1977, 73, № 3 (9), с. 822—830. Влияние ширины спектра и статистики стока сигнала на эффективность ВКР немонахроматической накачки.— Квантовая электроника, 1977, № 4, с. 1377—1381. [5] Дьяков Ю. Е. Фоккер-планковское приближение в теории вынужденного рассеяния света.— Краткие сообщения по физике (ФИАН), 1971, № 7, с. 49—57.

Поступила в редакцию  
27.07.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, Т. 22, № 5

УДК 539.17

#### ЗАВИСИМОСТЬ ИЗОМЕРНЫХ ОТНОШЕНИЙ $^{102m}\text{Ag}$ , $^{104m}\text{Ag}$ и $^{105m}\text{Ag}$ ОТ ЭНЕРГИИ ПРОТОНОВ

В. Д. Авчухов, К. А. Баскова, С. С. Васильев, Ю. В. Кривоногов,  
В. В. Кротова, С. Н. Лебединцев, Б. М. Макуни, В. А. Хрушев,  
Т. В. Чугай, Л. Я. Шавтвалов

**Введение.** Реакции с образованием составного ядра и последующим его распадом позволяют получить сведения о высокоэнергетической области непрерывного спектра возбуждений ядер из исследований функций возбуждения, спектров частиц и  $\gamma$ -квантов, а также по отношению выходов изомеров. Для описания процессов возбуждения на основе статистической модели вводится плотность уровней  $\rho(E, I)$ , которая зависит от энергии возбуждения  $E$  и углового момента  $I$  ядра. Зависимость плотности уровней от момента, т. е. распределение

уровней ядра по величине моментов  $I$ , обычно выражается функцией Гаусса следующего вида:

$$\rho(I) = \rho(0) \cdot (2I+1) \exp[-(I+1/2)^2/2\sigma^2],$$

где  $\rho(0)$  — плотность при  $I=0$ , а  $\sigma$  — параметр обрезания спина, определяющий ширину распределения ( $\sigma = \sqrt{J/\hbar^2}$ , где  $J$  — момент инерции).

Распределение уровней ядра по энергии довольно хорошо исследовано, но сведений о распределении по моментам мало. Параметр  $\sigma$  в опубликованных работах [1—5] имеет довольно большой разброс значений. Один из способов определения величины  $\sigma$  основан на измерении угловых распределений продуктов ядерных реакций, которые, однако, не очень чувствительны к величине  $\sigma$ .

Измеренные отношения, получаемые в результате ядерных реакций, вследствие большой разницы моментов изомеров, значительно чувствительнее к вероятности распределения уровней ядра по величине момента. Поэтому представляется важным, путем сопоставления экспериментального отношения выходов изомеров с расчетным, оценить параметр  $\sigma$ .

Расчеты выходов изомеров в ядерных реакциях обычно проводятся с использованием статистической теории, методом, предложенным Ванденбмом и Хьюзенгой [6—7]. Подобные расчеты проведены и в настоящей работе. При расчете изомерных отношений для спиновой зависимости плотности уровней использовались модели ферми-газа, независимого спаривания частиц и сверхпроводимости.

Чисто качественное рассмотрение зависимости отношения выхода изомеров от энергии позволяет отличить больший момент от меньшего. С увеличением энергии вероятность образования изомера с большим значением момента растет быстрее и поэтому отношение выхода изомера с большим моментом к выходу изомера с меньшим моментом увеличивается с энергией. Сопоставление экспериментального отношения с расчетным позволяет установить предполагаемые значения угловых моментов изомеров.

В настоящей работе проведены измерения выходов изомеров в реакциях  $^{102}\text{Pd}(p, n)^{102\text{m}}\text{Ag}$ ,  $^{104}\text{Pd}(p, n)^{104\text{m}}\text{Ag}$  и  $^{105}\text{Pd}(p, n)^{105\text{m}}\text{Ag}$  в зависимости от энергии протонов. Изомеры  $^{105\text{m}}\text{Ag}$  получались также по реакции  $^{109}\text{Rh}(\alpha, 2n)$ .

**Экспериментальные результаты.** Изомерные отношения находились путем измерения наведенных активностей, которые определялись по интенсивности  $\gamma$ -линии, относящейся только к одному определенному изомеру. Измерения  $\gamma$ -спектров проводились на Ge(Li)-детекторе объемом  $10 \text{ см}^3$  с разрешением  $4,5 \text{ кэВ}$  при энергии  $1,3 \text{ МэВ}$ . Спектры  $\gamma$ -лучей анализировались и обрабатывались с помощью мини-ЭВМ IN-90 фирмы *INTERTECHNIQUE*. Была создана программа для определения энергии и относительных интенсивностей  $\gamma$ -лучей, использующая машинный язык *LEM* на основе матобеспечения машины набором спецпрограмм. Эта программа включала также управление машиной при анализе спектров. Мишени из обогащенных изотопов палладия облучались протонами энергии  $7,2 \text{ МэВ}$  на циклотроне НИИЯФ МГУ. Мишени родия облучались  $\alpha$ -частицами с энергией  $25 \text{ МэВ}$ .

Для уменьшения энергии частиц применялись алюминиевые фильтры, помещаемые перед мишенями. Время облучения мишени и время начала измерения строго фиксировалось.

При расчете наведенной активности использовались опубликованные схемы и константы распада [8—11].

### Характеристики ядер, участвующих в реакциях

Мишень	Обогащение, %	Спин ядра мишени	Реакция получения	Изомер, полученный в реакции	$T_{1/2}$	Спин изомера	Порог реакции, МэВ	$E_\gamma$ , кэВ	$I_\gamma$ , %	$\alpha_{\text{п}}$
$^{102}\text{Pd}$	80,0	0	$p, n$	$^{102m}\text{Ag}$	7,7 мин	2+	6,1	1834,7	7,4	—
				$^{102g}\text{Ag}$	12,9 мин	5+		719,4	40	
$^{104}\text{Pd}$	66,0	0	$p, n$	$^{104m}\text{Ag}$	33,5 мин	2+	5,0	1238,8	4,3	—
				$^{104g}\text{Ag}$	69,2 мин	5+		767,6	71,5	
$^{105}\text{Pd}$	94,0	5/2+	$p, n$	$^{105m}\text{Ag}$	7,2 мин	7/2+	2,1	319,2	48	0,0142
				$^{105g}\text{Ag}$	41,2 сут	1/2-		344,4	43,3	
$^{105}\text{Rh}$	100	1/2-	$\alpha, 2n$	$^{105m}\text{Ag}$	7,2 мин	7/2+	14,7			0,01626
				$^{105g}\text{Ag}$	41,2 сут	1/2-				

В таблице даны характеристики ядер мишеней и изомеров, полученных в реакции ( $p, n$ ), ( $\alpha, 2n$ ). Там же приведены периоды полураспада  $T_{1/2}$ , энергии  $E_\gamma$ , относительные интенсивности  $I_\gamma$  и коэффициенты конверсии  $\alpha_{\text{п}}$  тех  $\gamma$ -переходов, которые использовались при вычислении изомерных отношений.

**Обсуждение результатов.** На рис. 1 приведены изомерные отношения  $^{102m}\text{Ag}$  и  $^{104m}\text{Ag}$  в зависимости от энергии протонов. Порог

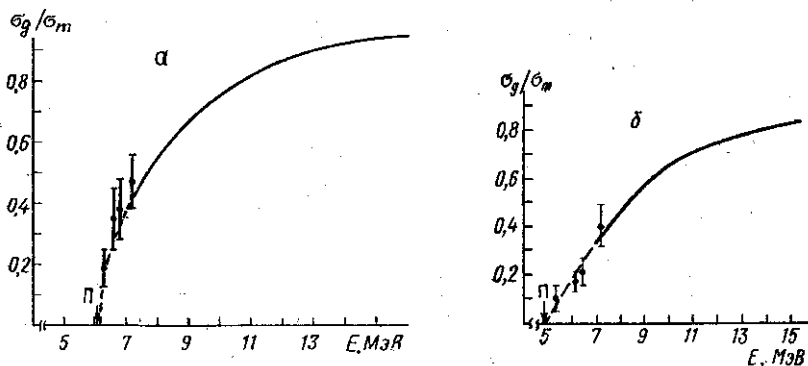


Рис. 1. Сравнение экспериментальных (точки) и теоретических (сплошная кривая) изомерных отношений для реакции  $^{102}\text{Pd}(p, n)^{102m}\text{Ag}$  (а) и  $^{104}\text{Pd}(p, n)^{104m}\text{Ag}$  (б)

реакции образования изомеров  $^{102m}\text{Ag}$  и  $^{104m}\text{Ag}$  равен соответственно 6,1 и 5,0 МэВ, а максимальная энергия протонов — 7,2 МэВ.

Вблизи порога образования составного ядра статистическая теория неприменима, так как в этом случае при малых энергиях число возможных состояний мало.

По модели ферми-газа рассчитаны изомерные отношения для интервала энергии протонов 7,2—15 МэВ. Для оценки параметра обрезания спина расчетные кривые изомерных отношений экстраполированы в область малых энергий, при которых проводились измерения. Расчетная кривая сопоставлена с экспериментальными точками при энергии 7,2; 6,8; 6,6 МэВ для  $^{102m}\text{Ag}$  и 7,2; 6,8 МэВ для  $^{104m}\text{Ag}$ . Согласие расчетной кривой с экспериментальными результатами для  $^{102m}\text{Ag}$  и  $^{104m}\text{Ag}$  наблюдается при значении параметра обрезания  $\sigma$ , равном соответственно  $3,3 \pm 0,4$  и  $3,5 \pm 0,5$ .

Необходимо измерить изомерные отношения  $^{102m}\text{Ag}$  и  $^{104m}\text{Ag}$  при больших энергиях протонов:  $E_p > 7$  МэВ, где их можно анализировать по статистической теории.

Анализ зависимости изомерных отношений от энергии возбуждения подтверждает значение спина (равное двум) для изомеров  $^{102m}\text{Ag}$  и  $^{104m}\text{Ag}$ , которое ранее было определено из схем распада.

Теоретические расчеты отношений сечений возбуждения изомеров  $^{105m}\text{Ag}$  в реакции  $(p, n)$  и  $(\alpha, 2n)$  проводились в Харьковском физико-техническом институте АН УССР Е. А. Скакуном по схеме, подробно описанной в работах [12—13]. При составлении программы

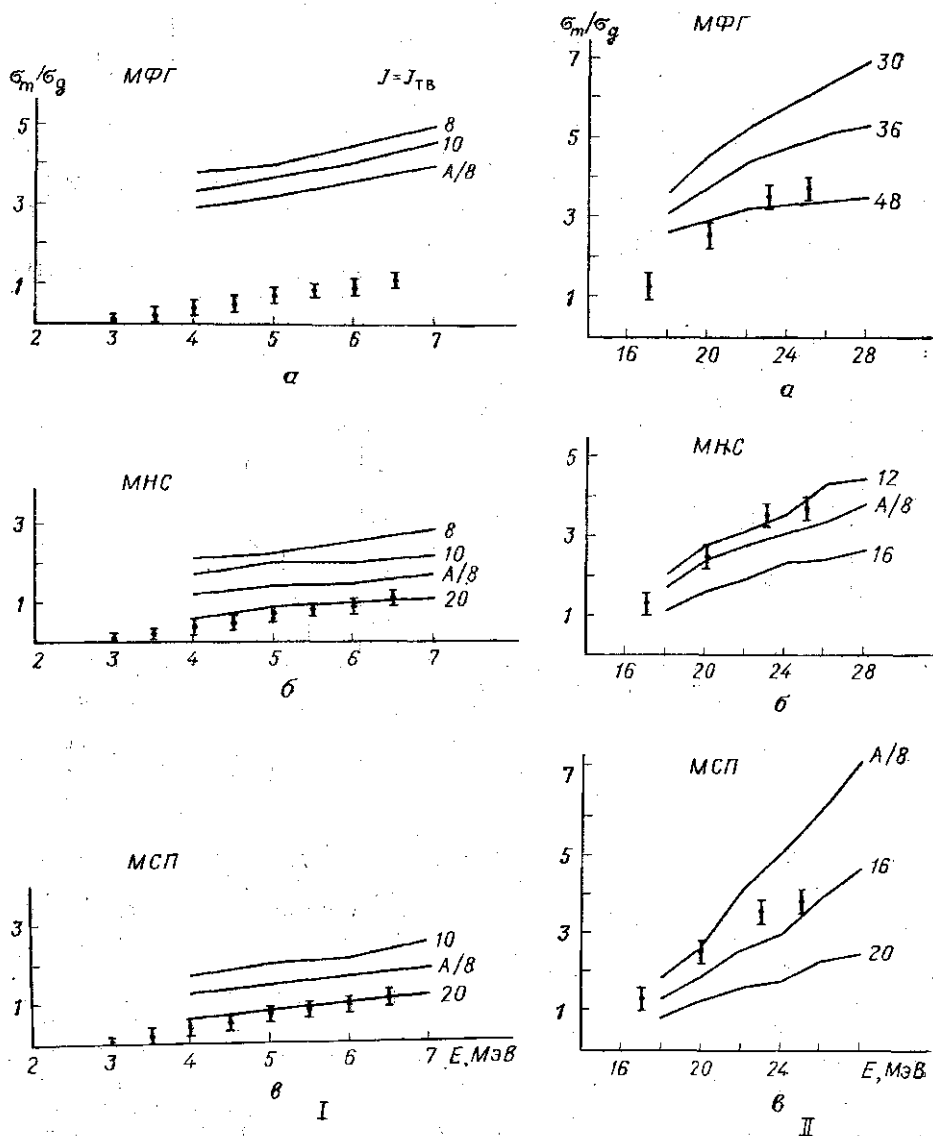


Рис. 2. Сравнение экспериментальных (точки) и теоретических (сплошные линии) изомерных отношений  $\sigma_g/\sigma_m$  для реакций  $^{105}\text{Pd}(p, n)^{105m}\text{Ag}$  (I) и  $^{103}\text{Rh}(\alpha, 2n)^{105m}\text{Ag}$  (II). Теоретические расчеты выполнены в моделях МФГ (а), МНС (б) и МСП (в) при различных значениях параметра  $a$ , указанных у кривых в МэВ $^{-1}$ .

для вычислений на ЭВМ М-220 варьировались два параметра: параметр плотности уровней  $a$  и значение момента инерции  $J$ .

С помощью этих параметров теоретические значения изомерных отношений согласовывались с экспериментальными. Расчеты выполнены по модели ферми-газа (МФГ) [14], модели независимого спаривания частиц (МНС) [14] и модели сверхпроводимости (МСП) [14, 15].

В модели ферми-газа предполагается, что нуклоны в пределах объема ядра движутся свободно. Притяжение между нуклонами заменяется общей потенциальной ямой, которая удерживает нуклоны внутри объема ядра. В этой модели параметр обрезания спина  $\sigma$  связан с моментом инерции ядра соотношением  $\sigma^2 = (J/\hbar^2)t$ , где  $t$  — термодинамическая температура.

В модели независимого спаривания частиц взаимодействие учитывается введением сил спаривания, действующих только между нуклонами одного сорта, причем энергия  $\epsilon$ , необходимая для разрыва пары, не зависит от энергии возбуждения. Для параметра обрезания спина получается соотношение  $\sigma^2 = (J/\hbar^2)t \cdot \exp(-0,874\epsilon/t)$ . В модели сверхпроводимости рассматривается взаимодействие нуклонов с одинаковыми по величине, но противоположными по направлению моментами, подобно взаимодействию двух электронов в металле-сверхпроводнике. В этом случае  $\sigma^2 = (J/\hbar^2)t f(E)$ , где  $f(E)$  — функция энергии возбуждения.

Расчетные отношения сечений возбуждения изомеров  $^{105m}\text{Ag}$  в реакции  $(p, n)$  и  $(\alpha, 2n)$  приведены на рис. 2 в виде сплошных кривых для различных параметров  $a$ , указанных у кривых. В моделях МНС и МСП момент инерции принимался меньше величины твердотельного момента и варьировался только параметр плотности уровней  $a$ . Наилучшее согласие расчетных отношений сечений возбуждения изомеров  $^{105m}\text{Ag}$  в реакции  $(p, n)$  достигается в моделях МНС и МСП при параметре  $a \approx (A/5) \text{ МэВ}^{-1}$ .

Расчетные отношения сечений возбуждения изомеров в случае реакции  $(\alpha, 2n)$  согласуются с экспериментальными в модели МНС при  $a = (A/8) \text{ МэВ}^{-1}$ , а в МСП при  $a = (A/7) \text{ МэВ}^{-1}$ .

Для параметра обрезания спина  $\sigma$   $^{105m}\text{Ag}$  получено значение  $4,0 \pm 0,5$  при энергии возбуждения ядра  $\sim 10 \text{ МэВ}$ . Эта величина во всех моделях меньше величины  $\sigma$ , отвечающей твердотельному моменту инерции. Изомерные отношения  $^{105m}\text{Ag}$ , определенные из реакции  $(p, n)$  в области энергий до  $7,5 \text{ МэВ}$ , одинаково хорошо описываются МНС и МСП. Для выбора модели необходимо исследовать изомерные отношения до энергий протонов  $20\text{--}30 \text{ МэВ}$ . При образовании изомеров  $^{105m}\text{Ag}$  в реакции  $(\alpha, 2n)$  лучшее согласие достигается в МНС. Расчетные изомерные отношения в МСП растут с энергией быстрее, чем экспериментальные. При  $E_\alpha > 22 \text{ МэВ}$  параметр плотности  $a$  приближается к  $(A/6) \text{ МэВ}^{-1}$ . При разумных значениях параметра плотности  $a$  по МФГ не удастся согласовать теоретические значения выходов изомеров  $^{105m}\text{Ag}$  с экспериментальными.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Minetti B., Pasquarelli A. Isomeric cross section ratio for  $^{110}\text{Pd}(n, 2n)^{109}\text{Pd}$  reaction at 14.7 MeV.—Z. Phys., 1967, 207, p. 132—137 [2] Husain L., Kuroda P. K. Isomeric cross section ratios for some reactions induced by 14.8 MeV neutrons in Te isotopes.—Nucl. Phys., 1968, A114, p. 663—672. [3] Me non M. P., Cuypers M. Y. 14.5-MeV neutron activation cross section for some of the rare-earth nuclides and their relation to the nuclear shell structure.—Phys. Rev., 1967, 156, p. 1340—1343. [4] Prasad R., Sarkar D. C. Isomeric cross-section ratios for  $(n, 2n)$  reactions at 14.8 MeV.—Nucl. Phys., 1967, A94, p. 476—480. [5] Bor mann M., Bissem H. H., Magiera E., Warnemünde R. Total cross sections

and isomeric cross-section ratios for ( $n, 2n$ ) reactions in the energy region 12—18 MeV.—Nucl. Phys., 1970, A157, p. 481—496. [6] Huizenga J. R., Vandenbosch R. Interpretation of isomeric cross-section ratios for ( $n, \gamma$ ) and ( $\gamma, n$ ) reactions.—Phys. Rev., 1960, 120, p. 1305—1312. [7] Vandenbosch R., Huizenga J. R. Isomeric cross-section ratios for reactions producing the isomeric pair  $Hg^{197, 197m}$ .—Phys. Rev., 1960, 120, p. 1313—1318. [8] Lederer C. M., Shirley V. S. Table of isotopes. N. Y., 1978, 1523 p. [9] Auble R. L., Todd R. R., Samuelson L. E., Kelly W. H., McHarris W. C. A—102.—Nucl. Data Sheets, 1976, 19, p. 9—11, 23—29. [10] Samuelson L. E., Kelly W. H., Auble R. L., McHarris W. C. A—104.—Nucl. Data Sheets, 1976, 18, p. 133—139, 153—160. [11] Krien K., Spejewski E. H., Naumann R. A., Hübel H. Electron-capture decay of  $^{105m}Ag$ .—Phys. Rev., 1972, C6, p. 1847—1854. [12] Скакун Е. А., Ключарев А. П., Ракивненко Ю. Н., Романий И. А. Возбуждение изомерных активностей в изотопах индия в ( $p, n$ )-реакциях.—Укр. физ. журн., 1975, 20, с. 732—738. [13] Скакун Е. А., Ключарев А. П., Ракивненко Ю. Н., Романий И. А. Отношения сечений образования изомерных пар Sb в ( $p, n$ )- и ( $p, 2n$ )-реакциях.—Ядерная физика, 1971, 14, с. 261—268. [14] Vandenbosch R., Hasikin L., Norman J. C. Isomer ratios for  $Y^{87, 87m}$  and the spin dependence of the nuclear level density.—Phys. Rev., 1965, 137, p. 1134—1144. [15] Vonach H. K., Vandenbosch R., Huizenga J. R. Interpretation of isomer ratios in nuclear reactions with fermi-gas and super-conductor models.—Nucl. Phys., 1964, 60, p. 70—96.

Поступила в редакцию  
30.07.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, Т. 22, № 5

УДК 532.517.4.627.157

## О КИНЕМАТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКА И ТВЕРДЫХ ЧАСТИЦ В УСЛОВИЯХ СКАЧКООБРАЗНОГО ДВИЖЕНИЯ

Н. А. Михайлова, Г. С. Фоменко

(кафедра физики моря и вод суши)

Описываемые опыты, поставленные с целью дальнейшего развития вероятностных схем скачкообразного движения твердых частиц в потоке жидкости, были проведены в открытом потоке прямоугольного сечения с закрепленной шероховатостью на дне. В качестве наносов использовались частицы, форма которых близка к эллипсоидальной. Исследования проводились методом кино съемки со скоростью 40 кадров в секунду. Поток имел следующие характеристики: средняя скорость 65 см/с, глубина 8,3 см, уклон 0,0063, число Рейнольдса  $4,5 \cdot 10^4$ , число Фруда 0,8, посчитанное по формуле  $V^2_{\text{пов}}/gh$ . Характеристики твердых частиц приведены в табл. 1. Коэффициент формы определялся по формуле  $\psi = \pi D^2/4\omega$ , где  $D$  — диаметр равнообъемного шара,  $\omega$  — максимальная площадь сечения частицы.

Ранее [1, 2, 3] была предложена трехслойная модель турбулентного взвесенесущего потока, позволяющая объяснить наличие максимума концентрации твердых частиц на некотором расстоянии от дна потока. Однако вопрос об устойчивости трехслойной модели при увеличении концентрации твердых частиц в указанных работах не рас-

Таблица 1  
Характеристики наносов и твердого расхода

№ опыта	Плотность наносов, г/см <sup>3</sup>	Диаметр наносов (минимальный), см	Коэффициент формы	Расходная концентрация, %
1	1,23	0,75	1,06	0,46
2	1,25	0,65	0,97	1,08
3	1,31	0,55	1,24	1,53

считывался. Аналогичный вопрос не решен также и для пульсационных характеристик скорости твердых частиц. В теоретических схемах