

$$\sigma_0^+ = 0, \quad (10)$$

что означает отсутствие рекомбинации свободных дырок с локализованными электронами, т. е. внешнего тушения люминесценции. В этом случае

$$I_{рл} = q\kappa_0\nu_0 E. \quad (11)$$

Так как для рубина и лейкосапфира $I_{рл}$ не зависит от ν^\pm , то согласно (1) у этих материалов должна наблюдаться линейная зависимость стационарной интенсивности свечения от интенсивности возбуждения. Этот вывод был проверен и подтвержден экспериментально.

Таким образом, в случае поглощения энергии в основном веществе при малых плотностях возбуждения и при отсутствии тушения и прочих потерь интенсивность свечения ионов активатора будет одинаковой у рубина и лейкосапфира и определяться только интенсивностью возбуждения.

В работах [12, 13] интенсивность люминесценции хрома в R -линиях принималась за меру концентрации ионов Cr^{3+} . И если нет оснований считать этот метод неправомочным при фотовозбуждении, то в случае радиoluminesценции определение концентрации Cr^{3+} по интенсивности R -линий излучения, очевидно, может быть ошибочным.

Полученные выводы, по-видимому, справедливы и для других кристаллофосфоров, возбуждение которых удовлетворяет приведенным условиям.

В заключение авторы выражают благодарность В. В. Антонову-Романовскому и М. В. Фоку за полезное обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вишневский В. Н., Гнып Р. Г. и др. «Украинский физический журнал», 11, 997, 1966.
2. Mitchell E. W. J., Townsend P. D. «Proc. Phys. Soc.», 81, 12, 1963.
3. Kamal A. K., Levine M. W., Fuller G. L. «Proc. IEEE», 52, 329, 1964.
4. Low W. «Bull. Am. Soc.», 9, 499, 1964.
5. Low W. «Appl. Phys. Lett.», 5, No. 2, 35, 1964.
6. Low W. «Zeit. Angew. Math. und Phys.», 16, 66, 1965.
7. Philbrick C. R., Davis W. R., Moss M. K. «Bull. Am. Phys. Soc.», 9, 499, 1964.
8. Воронов Ю. В., Тимофеев Ю. П. «Журнал прикладной спектроскопии», 2, 126, 1965.
9. Sujak B., Niklas A. «Acta Phys. Pol.», 32, 711, 1967.
10. Стародубцев С. В., Юнусов М. и др. Сб. «Радиационные явления в диэлектриках и полупроводниках». Ташкент, 1968, стр. 23.
11. Антонов-Романовский В. В. Кинетика фотолюминесценции кристаллофосфоров. М., 1966, стр. 48.
12. Антипова-Корогаева И. И., Грум-Гржимайло С. В. Тр. Ин-та кристаллографии, вып. 8, 139, 1953.
13. Niklas A., Sujak B. «Acta Phys. Pol.», A 39, 351, 1971.

Поступила в редакцию
17.4 1974 г.

НИИЯФ

УДК 627.157.532.517.4

Н. Н. ГРИШИН, Н. А. МИХАЙЛОВА

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ТРАЕКТОРИИ СКАЧКООБРАЗНОГО ДВИЖЕНИЯ ТВЕРДЫХ ЧАСТИЦ В ПРИДОННОЙ ОБЛАСТИ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКА

Для развития современных теорий движения наносов необходимы надежные экспериментальные данные, позволяющие как проверить сделанные предположения, так и выявить новые детали механизма изучаемого явления. К числу наименее изученных следует отнести характеристики начальных участков траекторий частиц непосредственно после их отрыва и ускорения частиц, играющие важную роль в

вероятностных теориях движения наносов [1, 2]. Экспериментальному определению указанных характеристик и посвящена данная статья, являющаяся дальнейшим развитием работы [1].

Характеристики траекторий были определены по данным статистической обработки кинофильмов, снятых аппаратом СКС-1М со скоростью 500 кадров в секунду. В постановке и проведении эксперимента принимала участие Г. А. Дмитриева. Ширина пленки 16 мм. На кинопленку было зафиксировано движение в потоке шарообразных частиц размером 8 мм, плотностью $1,4 \text{ г/см}^3$ и скоростью осаждения $30 \pm 3 \text{ см/с}$. Эксперимент был проведен в стеклянном лотке длиной 7 м и шириной 20 см. Средняя скорость потока — 27 см/с , глубина 9 см, уклон 0,006. На дне лотка находились пластинки из оргстекла с наклеенными полистироловыми шариками диаметром 5—7 мм.

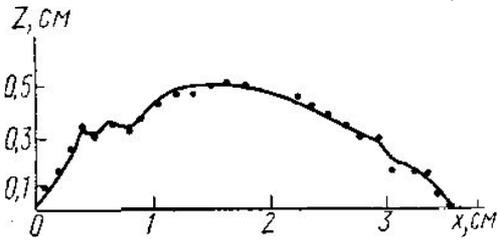


Рис. 1. Траектория сальтирующей частицы

При определении координат частиц возникают ошибки, связанные с погрешностью самого метода [3], нечеткостью очертаний движущейся частицы и неподвижного ориентира, неточностью приборов, используемых для фиксации отдельных положений частицы. В нашем случае два последних фактора являются преобладающими, поэтому можно

сказать, что суммарная ошибка отклонения измеренного значения координаты от фактического является случайной величиной и как все несистематические ошибки распределена по нормальному закону. Для оценки ошибок измерения координат будем ис-

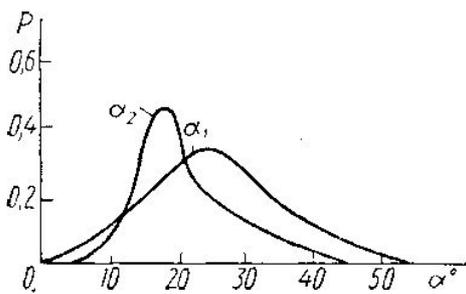


Рис. 2. Распределение углов вылета α_1 и приземления α_2 сальтирующих частиц

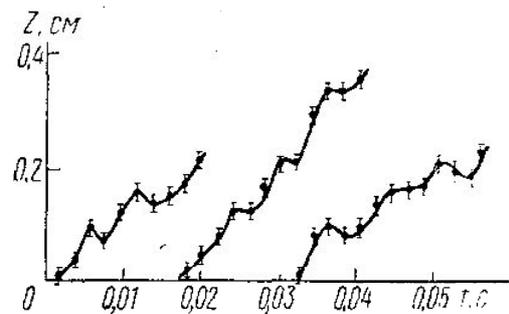


Рис. 3. Начальные участки траекторий сальтирующих частиц

пользовать среднее квадратичное отклонение σ_x этого распределения. Доверительная вероятность данного доверительного интервала равна 0,68.

Определенные экспериментально средние квадратичные отклонения для вертикальной оси z и горизонтальной оси x оказались неодинаковыми: $\sigma_z = 0,03 \text{ см}$, $\sigma_x = 0,04 \text{ см}$. Это можно объяснить различием в длине и положении измерительных шкал. (Видимо, с более короткой вертикальной шкалы числа считываются глазом с большим вниманием, чем с длинной горизонтальной.) Другим фактором служит наличие в кадре дна, позволяющего более точно определять вертикальную координату частицы.

В дальнейшем мы будем обсуждать изменение вертикальной координаты, так как статистическая обработка фильма показала, что движение частицы в продольном направлении можно считать равномерным. Чтобы уменьшить ошибку определения координаты, частицы траектории обрабатывались неоднократно. В данной серии из n измерений среднее арифметическое \bar{x} является линейной функцией результатов единичных измерений. Так как результаты единичных измерений являются независимыми случайными величинами, то по теореме о дисперсии линейной функции подобных величин получим, что ошибка измерений при n -кратном проектировании уменьшается в \sqrt{n} раз. Мы проектировали траектории 9 раз. Таким образом, погрешность в определении отдельных положений частицы на траектории уменьшилась втрое. В нашем случае с доверительной вероятностью 0,68 ошибка не будет превышать 0,01 см. Учитывая значения вертикальных смещений частицы (рис. 1) за указанный временной интервал, исключая окрестности точек перегиба, 2—3 мм, достигнутой точности можно считать приемлемой.

Чтобы полнее охарактеризовать движение частицы по траектории, можно рассмотреть вероятностные кривые распределения углов вылета и приземления частиц. Под углом вылета понимается угол, образованный двумя лучами, исходящими из центра частицы в момент, совпадающий с началом сальтации. Первый луч идет параллельно дну в направлении движения потока, а второй луч указывает направление на центр частицы в следующем зафиксированном на экране положении частицы. Аналогично, угол приземления — это угол между направлением из центра только что опустившейся на дно частицы на ее центр в момент времени, предшествующий ее контакту со дном. Углы вылета распределены по закону, близкому к нормальному (рис. 2). Кривая углов приземления асимметрична. Частица разгоняется, по-видимому, на очень коротком начальном участке траектории, а затем ее движение обуславливается в значительной мере влиянием случайных пульсаций скорости пересекаемых частицей слоев потока. Этим и можно объяснить несходство кривых распределения углов вылета и приземления — в процессе своего движения частица «забывает» угол вылета.

Для определения ускорения частиц сразу после отрыва от дна начальные участки траекторий проектировались с минимально возможным шагом ($\Delta t = 0,002$ с), определяемым скоростью съемки фильма. Начальный участок траектории представляет собой ступенчатую кривую, составленную из отрезков парабол с положительным параметром (рис. 3). Параболичность участков набора высоты указывает на положительное значение действующего ускорения. Предположим, что ускорение на каждом участке подъема постоянно, что достаточно обосновано вследствие маловременных интервалов (0,006—0,008 с), то вычисленные значения с учетом погрешностей лежат в интервале $2,5 \cdot 10^3$ — $9,4 \cdot 10^3$ см/с². Из полученных данных следует, что в непосредственной близости от дна существенная доля энергии в спектре турбулентных пульсаций приходится на высокочастотную часть спектра (около 150—200 Гц). Оценив по теории «замороженной турбулентности» размеры вихрей, получим величину порядка размеров выступов шероховатости, что говорит в пользу высказанного предположения.

На основании проделанной работы можно сделать следующие выводы.

В момент отрыва от дна потока частица испытывает крайне непродолжительные (0,006—0,008 с) положительные ускорения, изменяющиеся от $2,5 \cdot 10^3$ до $9,4 \cdot 10^3$ см/с².

Двигаясь скачкообразно в придонной области, частица может испытывать значительное воздействие со стороны турбулентного потока. Можно предположить, что непосредственно вблизи дна существенная часть энергии в спектре турбулентных пульсаций скорости приходится на высокочастотную часть (порядка 150—200 Гц).

ЛИТЕРАТУРА

1. Архангельский М. М., Вербицкий В. С., Ключек З. Ш., Михайлова Н. А. Сб. «Взаимодействие поверхностного и подземного стока», вып. 2, 1974.
2. Российский К. И., Любомирова К. С. «Водные ресурсы», 1, 1972.
3. Фидман Б. А. Тр. ГТИ, вып. 160, Л., 1968.

Поступила в редакцию
6.7 1973 г.

Кафедра
физики моря и вод суши

УДК 534.121.014

В. А. ВЫСЛОУХ

ОБ УСТОЙЧИВОСТИ ПАНЕЛИ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

Применение метода конечных элементов позволяет исследовать ряд задач динамической устойчивости, не имеющих аналитического решения. При этом аэродинамическое воздействие сверхзвукового потока на упругую панель, как правило, определяется на основе двумерной теории [1, 2].

Представляет интерес исследовать устойчивость в рамках последовательной линейной теории, когда аэродинамическое давление в данной точке зависит от распределения схода потока в обратном конусе Маха. Рассмотрим практически важный случай малых чисел Струхала $k = \lambda L / V$, где λ — частотный параметр, L — ха-