

- tic fields. Ed. by A. Guthrie and R. K. Wakerling. New—York — Toronto — London, McGraw — Hill, 1949.
8. Burlock I., Brockman P., Hess R., Brooks D. Measurement of velocities and acceleration mechanism for coaxial Hall accelerators.— «AIAA J.», 1967, vol. 5, N 3. Рус. пер. Измерение скорости и механизм ускорения в коаксиальных ускорителях на токах Холла.— «Ракет. техника и космонавтика», 1967, т. 5, № 3.
 9. Гольдфарб В. М., Ильина Е. В., Лукьянов Г. А., Назаров В. В., Павлова Н. О., Сахин В. В. Излучение сверхзвуковых струй плазмы аргона и гелия магнито-плазмодинамического источника.— ТВТ, 1976, т. 14, № 1.
 10. Рубин П. Л., Соболев Н. Н. Элементарные процессы и механизм заселения рабочих в ионном аргоновом лазере непрерывного действия. Препринт № 82 ФИ АН СССР, 1974.
 11. Гольдфарб В. М., Ильина Е. В., Костыгова И. Е., Лукьянов Г. А. Спектроскопическое исследование сверхзвуковых плазменных струй.— «Оптика и спектроскопия», 1969, т. 27, вып. 2.
 12. Грим Г. Спектроскопия плазмы. М., Атомиздат, 1969.
 13. Лукьянов Г. А. Релаксация электронной температуры и концентрации в сверхзвуковой разреженной струе плазмы.— В кн.: Вопросы физики низкотемпературной плазмы. Минск, «Наука и техника», 1970.
 14. Елецкий А. В., Смирнов Б. М. Диссоциативная рекомбинация электронов и молекулярных ионов.— В кн.: Моделирование и методы расчета физико-химических процессов в низкотемпературной плазме. М., «Наука», 1974.

УДК 536.423.4 : 539.198 : 533.011.8 : 533.581

О ЗАКОНЕ ПОДОБИЯ ГОМОГЕННОЙ КОНДЕНСАЦИИ В СВОБОДНЫХ СТРУЯХ CO₂

А. А. Востриков, Н. В. Гайский, Ю. С. Куснер,
А. К. Ребров, Б. Е. Семячкин, П. А. Сковородко

(Новосибирск)

Введение. Физические процессы, происходящие в струе данного газа, расширяющейся в вакуум из звукового сопла, полностью определяются, как известно, тремя параметрами: давлением p_0 , температурой T_0 в форкамере и диаметром критического сечения сопла d_* . В данной работе изучается закон подобия для конденсации CO₂ в свободной струе за звуковыми соплами различных диаметров при постоянной температуре $T_0 = 300$ К (кроме случаев, где это особо оговаривается).

При расширении газа в вакуум число столкновений молекул после достижения газом состояния насыщения, определяющее процесс образования новой фазы, может быть недостаточным для образования критического зародыша. Поэтому возможность описания процесса конденсации при таком «быстром» расширении газа в рамках классической теории конденсации неочевидна. Вопрос о применимости классической теории возник при исследованиях гомогенной конденсации в струях.

В ряде работ экспериментально показано, что комплекс $p_0 d_*^\beta |_{T_0} = \text{const}$ (где $0,5 < \beta < 1$) является обобщающим для положения максимума ионного сигнала димеров [1], мольной доли димеров [2], заданного среднего размера кластеров [3].

В классической теории гомогенной нуклеации лимитирующим процессом является образование критического зародыша путем бинарных соударений. Физические процессы, происходящие в струе и определяемые

бинарными соударениями молекул: поступательно-поступательный, поступательно-вращательный, поступательно-колебательный обмен энергией — обобщаются, как известно, комплексом $p_0 d_* |_{T_0} = \text{const}$, соответствующим постоянству общего числа бинарных соударений в потоке. Поскольку общее число тройных соударений в потоке $\sim p_0 d_*^{0,5} |_{T_0}$, авторы работ [1—3], не приводя каких-либо аргументов, считают, что обобщение комплексом $p_0 d_*^\beta |_{T_0} = \text{const}$ ($\beta < 1$) экспериментальных результатов связано с лимитирующей стадией процесса конденсации, определяемой механизмом трехчастичного образования димеров и не рассматриваемой в классической теории (по-видимому, по аналогии с вышеупомянутыми процессами, определяемыми бинарными соударениями).

Цель данной работы — показать, что обобщение таким комплексом экспериментальных данных можно объяснить и в рамках теории конденсации, не рассматривающей трехчастичные соударения как лимитирующую стадию процесса.

1. Эксперимент. Эксперименты по изучению конденсации в свободной струе CO_2 за звуковым соплом проводились на трехсекционном генераторе молекулярного пучка по схеме Кантровица — Грея с криогенной откачкой. Эксперименты состояли в измерении интенсивности и состава отобранного из свободной струи молекулярного пучка. Описание генератора и обсуждение вопросов, связанных с выделением молекулярного пучка, приведены в [4].

В качестве детектора интенсивности использована закрытая ионизационная лампа с входным отверстием $\varnothing 3$ мм, а в качестве детектора плотности — монополярный масс-спектрометр с входной диафрагмой $\varnothing 2,5$ мм. Методика измерений и градуировка датчиков описаны в [5]. Углекислый газ, используемый в эксперименте, подвергался многократной вакуумной очистке. Количество примесей $< 0,01\%$.

Измерения величин p_0 , T_0 , d_* проводились с погрешностью около 2%, погрешность абсолютных измерений интенсивности не превышает 20%, плотности — 40%. Воспроизводимость результатов — в пределах 5%.

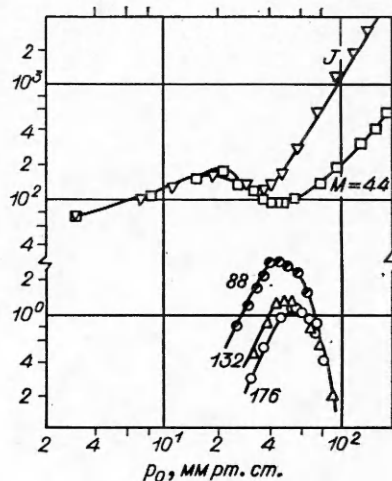
На фиг. 1 показаны типичные зависимости общей интенсивности J и ионных сигналов датчика плотности (в условных единицах) от p_0 . Кривые интенсивности и плотности совмещены при малых p_0 в отсутствие конденсации. Условия эксперимента: $d_* = 5,0$ мм, $T_0 = 234$ К, расстояние сопло — скиммер в диаметрах

сопла $\bar{x} = 50$, диаметр конического скиммера $d_c = 1,9$ мм, диаметр коллиматора 3 мм, расстояние скиммер — детектор 890 мм.

При уменьшении T_0 и увеличении d_* минимум интенсивности и плотности мономеров, а также максимумы n -меров ($n = 2, 3, 4$) смещаются в сторону меньших p_0 . Характер полученных зависимостей не менялся (с точностью эксперимента) при изменении T_0 , d_* и d_c .

Оказалось, что положения минимумов кривых интенсивности в координатах $p_0 - T_0$ и $p_0 - d_*$ обобщаются комплексами

$$p_0 T_0^{-4,45} |_{d_*} = \text{const}, \quad p_0 d_*^{0,6} |_{T_0} = \text{const}$$



Ф и г. 1

при изменении T_0 от 234 до 300 К и \bar{a}_* от 1,9 до 5,0 мм. Эксперименты показали, что положение минимума на кривых $J = J(p_0)$ слабо зависит от расстояния сопло — скиммер даже в области заметного взаимодействия струи со скиммером. Это дает основание предполагать, что положение минимума кривых $J = J(p_0)$ существенно определяется процессом конденсации в струе.

2. Расчет течения на оси струи при наличии конденсации. Метод расчета течения в свободной струе CO_2 за звуковым соплом при наличии гомогенной конденсации в струе изложен в работе [6]. Расчет основан на классической теории зародышеобразования [7]. Исходная система газодинамических уравнений для течения невязкого газа, а также уравнений, описывающих кинетику конденсации, имеет вид

$$(2.1) \quad \rho u a = \text{const};$$

$$(2.2) \quad \rho u du + dp = 0;$$

$$(2.3) \quad \kappa RT / (\kappa - 1) + u^2/2 - Lq = \kappa RT_0 / (\kappa - 1);$$

$$(2.4) \quad p = \rho RT(1 - q);$$

$$(2.5) \quad I = [(p/kT)^2 (2\sigma\mu/\pi N_A)^{1/2} / \rho_l] \exp(-4\pi r_*^2 \sigma / 3kT);$$

$$(2.6) \quad r_* = 2\sigma / \rho_l RT \ln [p/p_\infty(T)];$$

$$(2.7) \quad dr/dt = (\alpha p / \rho_l) [1/(2\pi RT)^{1/2} - 1/(2\pi RT_l)^{1/2}],$$

где u , ρ — соответственно скорость и плотность смеси газ-конденсат; p — давление газа; T — температура газа; q — массовая доля конденсата; a — площадь трубки тока; L — удельная теплота испарения; κ — отношение удельных теплоемкостей для газа; σ — коэффициент поверхностного натяжения; I — скорость ядрообразования; r_* — радиус критического зародыша; N_A — число Авогадро; μ — молекулярный вес газа; ρ_l — плотность жидкости; $p_\infty(T)$ — давление насыщенных паров над плоской поверхностью при температуре T ; α — коэффициент конденсации; r — радиус капли.

Предполагалось, что конденсат является жидкой фазой, а температура капли T_l равна температуре насыщения, соответствующей давлению газа. В расчетах использовались термодинамические величины CO_2 , приведенные в работах [6, 8].

Площадь трубки тока a вдоль оси струи задавалась без учета влияния конденсации, т. е. такой, какая имеет место при изэнтропическом расширении газа с $\kappa = 1,4$. Двумерные расчеты показали, что вносимая при этом погрешность в параметры конденсата незначительна. Система уравнений для данных p_0 , T_0 , \bar{a}_* решалась численно [6].

Результаты расчета использовались для определения характеристик молекулярного пучка, отбираемого из потока конденсирующегося газа.

3. Интенсивность молекулярного пучка. Как показали расчеты, дисперсия функции распределения частиц конденсата (кластеров) по размерам $(\bar{r}^2 - \bar{r}^2)^{1/2}$ составляет менее 10% от значения \bar{r} , поэтому при вычислении интенсивности молекулярного пучка предполагалось, что все кластеры имеют один и тот же средний радиус \bar{r} , или (в пересчете на количество молекул в кластере) \bar{N} . Предполагалось, что распределение как молекул газа (мономеров), так и кластеров по скоростям в плоскости скиммера описывается изотропной максвелловской функцией распределения с одной и той же температурой T . Это означает, что скоростное отношение для кластеров в $(\bar{N})^{1/2}$ раз больше, чем для мономеров. Точные выражения для

вклада в интенсивность пучка J интенсивностей мономеров J_1 и кластеров J_k , полученные в предположении, что в пучке не происходит столкновений, основаны на результатах работы [9] и приведены в работе [6].

В приближении $S \gg 1$, $\bar{N}\bar{S}^2\varphi^2 \ll 1$, где $S = u(m/2kT)^{1/2}$ — скоростное отношение для мономеров в плоскости скиммера; φ — половина угла, под которым скиммер виден из детектора, указанные выражения приобретают простой вид

$$(3.1) \quad J_1 = (\rho u)_c \varphi^2 (1 - q) S^2;$$

$$(3.2) \quad J_k = (\rho u)_c \varphi^2 q \bar{N} S^2.$$

$$(3.3) \quad J = J_1 + J_k = (\rho u)_c \varphi^2 S^2 (1 - q + q \bar{N});$$

где $(\rho u)_c$ — значение величины ρu в плоскости скиммера. Как видно из (3.3), в случае, когда $q \bar{N} \gg 1$, почти все молекулы пучка объединены в кластеры.

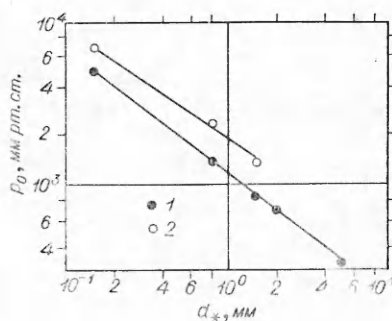
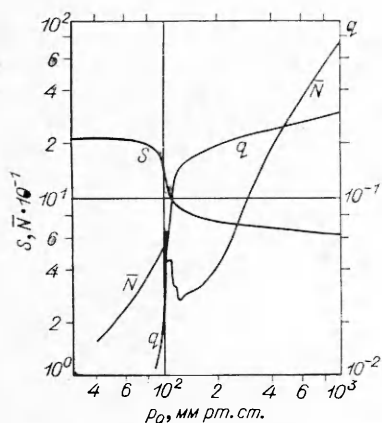
Следует заметить, что при достаточно больших \bar{N} выражение (3.2) завышает J_k по сравнению с точным значением. Выражения (3.1)–(3.3) удобны для анализа, однако приводимые ниже результаты расчета интенсивностей получены по точным формулам.

4. Обсуждение результатов. На фиг. 2 представлены результаты расчета доли конденсата, скоростного отношения и среднего размера кластеров ($\bar{a}_* = 1,91$ мм, $x/d_* = 134$).

Доля конденсата обнаруживает резкий рост при $p_0 \approx 100$ мм рт. ст., при этом выделение теплоты конденсации приводит к существенному уменьшению скоростного отношения. При дальнейшем повышении p_0 величины q и S меняются довольно слабо, а средний размер кластеров растет $\sim p_0^{1,5}$. Такой характер зависимости $\bar{N}(p_0)$ при больших p_0 согласуется с экспериментом [3]. Причины немонотонного поведения $\bar{N}(p_0)$ пока неясны.

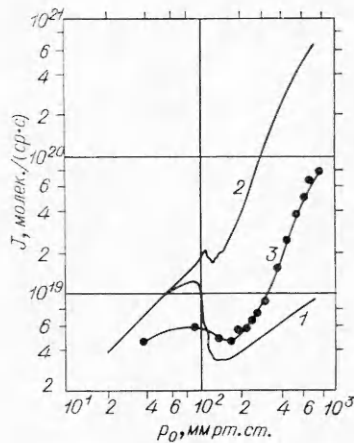
На фиг. 3 показаны расчетное и экспериментальное [3] значения p_0 в зависимости от диаметра среза сопла, необходимые для того, чтобы в дальнем поле течения кластеры состояли в среднем из 500 молекул (точки 1 и 2 соответственно).

Сравнение кривых, приведенных на фиг. 3, позволяет говорить о качественном согласии результатов расчета с экспериментом. Были проанализированы расчеты скорости потока u на большом расстоянии от сопла в зависимости от p_0 ; как и для случая экспериментально измеренной ско-

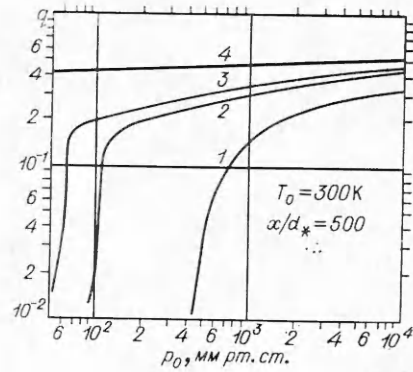


Ф и г 3

Ф и г. 2



Фиг. 4



Фиг. 5

рости мономеров в работе [1], с началом конденсации при повышении p_0 отмечается рост рассчитанной скорости вследствие перехода в направленную скорость теплоты конденсации при расширении потока.

На фиг. 4 показаны зависимости интенсивности мономеров I , полной интенсивности J от p_0 , рассчитанные с использованием величин q , S , \bar{N} при $d_* = 1,91$ мм, $x/d_* = 134$, $d_c = 4,11$ мм (3 — эксперимент).

Интенсивность мономеров имеет глубокий минимум, обусловленный уменьшением скоростного отношения. Минимум общей интенсивности пучка выражен гораздо слабее, поскольку уменьшение S компенсируется увеличением доли конденсата. Резкий рост $J(p_0)$ за точкой минимума обусловлен тем, что пучок при этом состоит преимущественно из кластеров. Так как в этой области p_0 величины q и S меняются слабо, $\bar{N} \sim p_0^{1,5}$, $(\rho u)_c \sim p_0$, имеем, согласно (3.3), $J \sim (\rho u)_c q \bar{N} \sim p_0^{2,5}$, что и наблюдается.

Поскольку теоретическая и экспериментальная кривые качественно согласуются, можно утверждать, что поведение интенсивности пучка за точкой максимума кривых $J(p_0)$, которое наблюдается как в наших, так и в других экспериментах (например, [1]), обусловлено процессом конденсации в струе и вызывается теми причинами, о которых говорилось выше.

На фиг. 5 показаны расчетные зависимости $q(p_0)$ при $x/d_* = 500$ для разных d_* (кривые 1—3 — $d_* = 0,1; 1,91$ и $4,97$ мм), а также равновесное значение доли конденсата ($d_* = \infty$, кривая 4), которое вычислялось в предположении, что при достижении расширяющимся газом состояния насыщения все последующие состояния лежат на кривой фазового перехода. Видно, что для всех d_* характер кривой $q(p_0)$ одинаков: при некотором p_0 происходит резкое изменение производной $(\partial q / \partial p_0)_{d_*, T_0}$. Как видно из приведенных на фиг. 4, 5 кривых, при этом же p_0 реализуется минимум интенсивности на расчетных кривых $J(p_0)$, а доля конденсата приблизительно одинакова и составляет $\sim 12-15\%$. При больших p_0 доля конденсата асимптотически приближается к равновесной. Этот результат является неожиданным и означает, что, вопреки сложившимся к настоящему времени представлениям, при достаточно больших значениях p_0 конденсация в свободной струе протекает почти равновесным образом.

На фиг. 6 показаны расчетные кривые $p_0(d_*)$, соответствующие одинаковым значениям доли конденсата в дальнем поле струи. Здесь же показаны расчетные 1 и экспериментальные 2 зависимости $p_0(d_*)$, соответствующие

щие минимуму интенсивности кривых $J(p_0)$. Видно, что расчет хорошо предсказывает описывающий эксперименты комплекс $p_0 \bar{d}_*^{\beta} |_{T_*} = \text{const}$ ($\beta = 0,6$), обобщающий положение минимума интенсивности. Анализ кривых, приведенных на фиг. 3, 6, показывает, что таким же комплексом ($\beta = 0,6-0,7$) обобщаются условия, необходимые для получения заданного среднего размера кластеров (см. фиг. 3) заданной доли конденсата (см. фиг. 6).

Обобщение расчетных данных комплексом $p_0 \bar{d}_*^{\beta} |_{T_*} = \text{const}$ ($\beta < 1$) можно качественно объяснить следующим образом. Приближенный анализ показал, что процесс конденсации, описываемый системой уравнений (2.1)–(2.7), однозначно определяется числом бинарных соударений одной молекулы z в потоке после достижения газом состояния насыщения

$$z = \int_{x_1}^{\infty} v(dx/u) \sim \bar{d}_* \int_{x_1}^{\infty} v(d\bar{x}/u),$$

где v — частота бинарных соударений в точке x ; x_1 — координата точки, где газ достигает состояния насыщения; $\bar{x}_1 = x_1/\bar{d}_*$. Поскольку \bar{x}_1 является убывающей функцией p_0 , $z \sim p_0^{\gamma} \bar{d}_*$, причем $\gamma > 1$ и для данного газа зависит от p_0 , T_0 и \bar{d}_* , что приводит к приближенному комплексу $p_0 \bar{d}_*^{1/\gamma} = \text{const}$ при $z = \text{const}$. Таким образом, степенной вид обобщающего комплекса $p_0 \bar{d}_*^{\beta} |_{T_*} = \text{const}$ является определенным приближением, справедливым в некоторой области изменения параметров торможения.

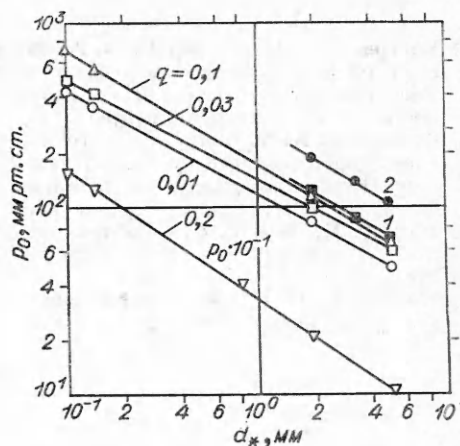
Как видно из фиг. 6, условия, необходимые для получения заданной доли конденсата, обобщаются комплексами с несколько различными показателями степени β в зависимости от доли конденсата.

На основании вышеизложенного можно утверждать, что классическая теория дает качественно верное описание процесса гомогенной конденсации при быстром расширении газа. Таким образом, теория, не рассматривающая каких-либо соударений, кроме бинарных, дает закон подобия для конденсации CO_2 при свободном расширении в вакуум, совпадающий с полученным экспериментально. Поэтому постулат ряда авторов об определяющей роли трехчастичных соударений в процессе гомогенной конденсации газа представляется сомнительным.

Поступила 28 XII 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Golomb D., Good R. E., Bailey A. B., Busby M. R., Dawbarn R. Dimers, clusters and condensation in free jets. II. — «J. Chem. Phys.», 1972, vol. 57, N 9, p. 3844.
2. Milne T. A., Vandergrift A. E., Greene F. T. Mass-spectrometric observations of argon clusters in nozzle beams. II. The kinetics of dimer growth. — «J. Chem. Phys.», 1970, vol. 52, N 3, p. 1552.
3. Hagena O. F., Oberf W. Cluster formation in expanding supersonic jets. — «J. Chem. Phys.», 1972, vol. 56, N 5, p. 1793.



Ф и г. 6

4. Востриков А. А., Куснер Ю. С., Ребров А. К., Семячкин Б. Е. Получение молекулярного пучка CO_2 газодинамическим методом.— ПМТФ, 1975, № 2.
5. Востриков А. А., Куснер Ю. С., Ребров А. К., Семячкин Б. Е. Измерение интенсивности и плотности молекулярного пучка.— ПТЭ, 1975, № 1.
6. Сковородко П. А. Влияние гомогенной конденсации в свободной струе на интенсивность молекулярного пучка.— В сб.: Некоторые задачи гидродинамики и теплообмена. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1976.
7. Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкости. М., «Наука», 1975.
8. Duff K. M., Hill P. G. Condensation of carbon dioxide in supersonic nozzles.— In: Proc. of the 1966 Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute. Stanford University Press, 1966.
9. Мусанов С. В. Расчеты газодинамических функций на оси осесимметричного молекулярного пучка.— «Уч. зап. ЦАГИ», 1972, т. 3, № 4.

УДК 534.220.2

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ЗАПУСКЕ СИЛЬНО НЕДОРАСШИРЕННЫХ СТРУЙ

А. В. Еремин, В. А. Кочнев,
А. А. Куликовский, И. М. Набоко

(Москва)

В работе [1] представлены результаты исследования нестационарного истечения аргона методом электронно-пучкового зондирования. Сравнение полученных в работе закономерностей движения фронта вещества при истечении из звукового сопла с расчетами [2] для нестационарного расширения от сферического источника и результатами экспериментов работы [3] позволило выявить особенности влияния противодавления и температурного фактора при струйном расширении.

В данной работе получено распределение плотности в нестационарных струях азота и аргона и продолжено изучение закономерностей движения фронта истекающего газа.

1. Истечение азота и аргона осуществлялось из звукового сопла диаметром $d_* = 0,25$ мм при начальном давлении $p_0 = 7-8$ атм, давлении окружающего пространства $p_\infty = (1,5-2)10^{-5}$ мм рт. ст. и температурах $T_0 = T_\infty = 300$ К.

Зондирующий электронный пучок имел следующие параметры: напряжение $E = 15$ кВ, ток $I = 100$ мкА, радиус пучка $r_0 = 0,5$ мм, расстояние от пушки до коллектора $L = 525$ мм, входная апертура коллектора $\varnothing = r_0/L \approx 0,5^\circ$.

При этом экспериментально определенные значения коэффициентов поглощения электронного пучка составили:

$$\text{в Ar } \kappa_{\text{Ar}} = (0,47 \pm 0,05)10^6 \text{ см}^2/\text{г};$$

$$\text{в N}_2 \quad \kappa_{\text{N}_2} = (0,39 \pm 0,05)10^6 \text{ см}^2/\text{г}.$$

Регистрация сигналов поглощения осуществлялась на расстояниях от 80 до 2000 r_* вдоль оси и от 80 до 800 r_* по обе стороны от оси потока. В процессе экспериментов получены осциллограммы, аналогичные представленным в работе [1].