

ченые к электронному частотомеру контактные датчики, фиксировавшие начало движения среды в различных сечениях. Здесь же приведены максимальные значения скорости поршня. Приблизительно можно считать, что максимально достижимое значение u на срезе при отношении насыпной плотности песка к плотности материала поршня 0,55 составляет половину скорости распространения волны разрежения в среде. Обширные данные по скоростям распространения волны разрежения a в насыпных средах, на основании которых можно оценить максимальные значения скорости метаемого средой поршня, приведены в [4].

ЛИТЕРАТУРА

1. Гельфанд Б. Е., Губанов А. В., Медведев С. П. и др. Докл. АН СССР, 1985, 281, 5, 1113.
2. Медведев С. П. и др. ФГВ, 1987, 23, 3.
3. Rudinger G. AIAA J., 1965, 3, 7.
4. Гельфанд Б. Е. и др. ПМТФ, 1986, 1.

*Поступила в редакцию 6/Х 1987,
после доработки — 2/II 1988*

УДК 539.89 + 539.226

О КИНЕТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ УДАРНОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

*С. И. Кубарев, О. А. Пономарев, А. И. Фокин
(Уфа)*

При прохождении ударной волны (УВ) по конденсированной фазе в объеме вещества возникает электрическая поляризация, названная ударной поляризацией (УП) [1—5]. Можно считать установленным, что в жидкостях и аморфных полимерах УП связана с ориентацией диполей, молекул в случае жидкостей или фрагментов макроцепей в случае полимеров, во фронте УВ [3—5]. Наведенная таким образом поляризация релаксирует затем вследствие теплового движения.

Попытки количественного описания явления с микроскопических позиций предпринимались в [6, 7], где рассматривалось движение отдельной молекулы жидкости (эффективного диполя) в предположении, что средний момент сил, действующих на молекулу во фронте УВ, пропорционален градиенту давления. Коэффициент пропорциональности при этом являлся в сущности подгоночным параметром. Следует также заметить, что изменение энергии молекулы при переориентации ее во фронт УВ невелико по сравнению с кинетической энергией. Таким образом, недостаток примененного в упомянутых работах подхода состоит в пренебрежении тепловым движением.

В настоящей работе предлагается более последовательная микроскопическая модель УП, учитывающая конечность температуры и не использующая априорных предположений о характере сил, действующих на молекулу. Для достаточно высоких температур при исследовании динамики жидкости в большинстве случаев достаточно ограничиться учетом наиболее жесткого вклада в отталкивательную часть потенциала межмолекулярного взаимодействия. Именно с этой частью потенциала связана наиболее значительная передача импульса, происходящая поэтому в пространственной области, много меньшей размеров молекулы. Предельный случай такого подхода — приближение молекулярной формы, когда молекула представляется жестким выпуклым телом [8, 9].

Распределение масс в молекулах веществ, обнаруживающих ударную поляризацию, обязательно несимметрично. Даже если форму такой молекулы можно аппроксимировать шаром, центр шара будет смещен относительно центра масс молекулы. В работе показывается, что это смещение есть количественная характеристика, определяющая величину

УП в данном веществе. Предположение о шарообразности молекулы принимается для простоты и не ограничивает общности результата, который остается справедливым для любых выпуклых молекул.

Ниже рассматривается возникновение средней ориентации молекул при прохождении УВ в модельной системе гладких шаров с центрами масс, смещенными из центров шаров. Взаимодействие таких молекул сводится к парным столкновениям. Корреляция между ориентацией молекулы и переданным ей моментом импульса такова, что молекулы в среднем ориентируются вдоль направления потока импульса. На основании полученных соотношений анализируется УП в реальных жидкостях, результаты сравниваются с экспериментом.

Поляризация в модельной системе. Рассмотрим систему гладких шаров с центрами масс, смещенными из центров шаров на вектор \vec{l} , по которой распространяется плоская стационарная УВ. Для простоты дальнейших выкладок удобно перейти в систему координат, движущуюся с фронтом УВ. Ось z направим по нормали к фронту УВ. Определим среднюю локальную ориентацию молекул формулой $N = \langle l_z/l \rangle$. Здесь и в дальнейшем $\langle \rangle$ означает усреднение по всем молекулам с данной координатой z , точнее,

$$\langle \Phi \rangle = \frac{1}{S_{xy}} \int dx dy \frac{1}{n} \int d\Gamma f \Phi,$$

где $\Gamma = (\vec{v}, \vec{\omega}, \vec{l})$ — точка одночастичного фазового пространства (без пространственных координат); \vec{v} , $\vec{\omega}$ — поступательная и угловая скорости молекулы; n — плотность частиц; S_{xy} — площадь сечения системы в плоскости xy .

Введем производящую функцию $\vec{\Phi}(\vec{k}) = \langle \vec{l} e^{i\vec{k}\vec{\omega}} \rangle$. Величина $\Phi_z(0)$ совпадает со средней ориентацией. По предположению, в выбранной системе координат состояние стационарно. Уравнение для одночастичной функции распределения f будет иметь вид

$$\vec{v}\vec{\nabla}f + i\vec{\omega}\vec{L}f = -4\pi r^2 \int d\Gamma_1 \int d^2\vec{e} |\vec{V}\vec{e}| \{ \Theta(-\vec{V}\vec{e}) f_2(\Gamma, \Gamma_1, \vec{e}) - \Theta(-\vec{V}'\vec{e}) f_2(\Gamma', \Gamma'_1, \vec{e}) \}. \quad (1)$$

Здесь f_2 — двухчастичная функция распределения при условии $|\vec{r}_2 - \vec{r}_1| = 2r$; r — радиус шара; $\vec{e} = (\vec{r}_2 - \vec{r}_1)/2r$; \vec{V} — относительная скорость поверхностей молекул в точке контакта; $i\vec{L}$ — дифференциальный оператор пространственного поворота; $\vec{\nabla}$ — оператор градиента по пространственным координатам; $\Theta(X)$ — функция Хэвисайда. Зависимость функций f , f_2 от пространственных координат для краткости явно не указана; штрихи относятся к реверсивному столкновению.

Выражение (1) будет использовано для получения моментных уравнений путем усреднения с функциями одночастичных переменных. Можно получить, основываясь на законах сохранения, общую формулу для результата интегрирования его правой части с произвольной функцией $\varphi(\Gamma)$

$$\int d\Gamma \varphi(\Gamma) \int d\Gamma_1 \int d^2\vec{e} |\vec{V}\vec{e}| \{ \Theta(-\vec{V}\vec{e}) f_2(\Gamma, \Gamma_1, \vec{e}) - \Theta(-\vec{V}'\vec{e}) f_2(\Gamma', \Gamma'_1, \vec{e}) \} = - \int d\Gamma' \int d\Gamma'_1 \int d^2\vec{e} |\vec{V}'\vec{e}| \Theta(-\vec{V}'\vec{e}) [\varphi(\Gamma) - \varphi(\Gamma')] f_2(\Gamma', \Gamma'_1, \vec{e}). \quad (2)$$

Умножим (1) на $\vec{l} e^{i\vec{k}\vec{\omega}}/l$ и усредним по всем молекулам с данной координатой z . Если асимметрия молекул невелика, вращательное и поступательное движение можно приближенно считать статистически

независимыми. Тогда с учетом (2)

$$(\vec{u}\vec{\nabla})\vec{\Phi}(\vec{k}) + i \operatorname{rot} \vec{\Phi}(\vec{k}) = \frac{1}{n} \vec{S}, \quad (3)$$

где

$$\vec{S} = \frac{4\pi r^2}{l} \int d\Gamma d\Gamma_1 \int d^2\vec{e} \vec{l} e^{i\vec{k}\vec{\omega}} (e^{i\vec{k}\Delta\vec{\omega}} - 1) \Theta(-\vec{V}\vec{e}) |\vec{V}\vec{e}| f_2(\Gamma, \Gamma_1, \vec{e});$$

$\vec{u} = \langle \vec{v} \rangle$ — массовая скорость; $\Delta\vec{\omega}$ — изменение угловой скорости молекулы при столкновении.

Перед фронтом УВ средняя ориентация отсутствует, более того, f не зависит от \vec{l} , следовательно, $\vec{\Phi} = 0$. Из эксперимента известно также, что для реальных параметров УВ $|\vec{\Phi}| \ll 1$. Как будет показано ниже, причиной этого является малость l по сравнению с радиусом инерции молекулы $\sqrt{I/m}$, где m — масса, а I — момент инерции молекулы. (Для простоты считаем, что тензор моментов инерции изотропен). Это обстоятельство позволяет ограничиться при вычислении \vec{S} первым порядком по l . Для гладких шаров $\Delta\vec{\omega}$ пропорционально l , в то время как для шероховатых $\Delta\vec{\omega} \neq 0$ и при $l = 0$. Отсюда для гладких шаров в первом приближении $e^{i\vec{k}\vec{\omega}} - 1 \simeq i\vec{k}\vec{\omega} = i\vec{k}[\Delta p l]/I$, где Δp — передача импульса при столкновении. Теперь легко провести усреднение по направлениям \vec{l} , после чего получим выражение

$$\vec{S} = i \frac{4\pi}{3} \frac{l}{I} \int d\Gamma d\Gamma_1 \int d^2\vec{e} e^{i\vec{k}\vec{\omega}} [\Delta p \vec{k}] |\vec{V}\vec{e}| \Theta(-\vec{V}\vec{e}) f_2(\Gamma, \Gamma_1, \vec{e}), \quad (4)$$

которое можно связать с правой частью уравнения, вытекающего из (1), усреднением с $\vec{p} = m\vec{v}$. С учетом (2)

$$\nabla_i \rho (u_i u_j + \langle \delta v_i \delta v_j \rangle) = 4\pi r^2 \int d\Gamma d\Gamma_1 \int d^2\vec{e} \Delta p_j |\vec{V}\vec{e}| \Theta(-\vec{V}\vec{e}) f_2(\Gamma, \Gamma_1, \vec{e}) \equiv D_j. \quad (5)$$

Здесь $\delta\vec{v} = \vec{v} - \vec{u}$; $\rho = mn$ — плотность массы; повторяющиеся индексы относятся к суммированию. Теперь легко видеть, что с учетом сделанного ранее предположения о статистической независимости поступательного и вращательного движений молекулы выражение (4) может быть переписано так:

$$\vec{S} = i \frac{4\pi}{3} \frac{l}{I} [k\vec{D}] W(\vec{k}), \quad (6)$$

$$W(\vec{k}) = \langle e^{i\vec{k}\vec{\omega}} \rangle.$$

Записав (5) в виде

$$\nabla_i \rho u_i u_j = -(D_j + \nabla_i \rho \langle \delta v_j \delta v_i \rangle),$$

находим, что \vec{D} — вклад в дивергенцию тензора напряжений, связанный со взаимодействием молекул. В k -фазе эта составляющая тензора напряжений доминирует. Простые оценки показывают, что для УВ в жидкости с перепадом давления в несколько гигапаскалей вклад диффузионного переноса импульса не превышает 1% и им можно пренебречь. Таким образом, в условиях рассматриваемой задачи \vec{D} можно считать равным градиенту давления.

Из (3) можно получить отдельные уравнения для каждой из функций $\Phi_j(\vec{k})$, в частности для $\Phi_z(\vec{k})$. Исследование этого уравнения удобнее проводить в лагранжевой системе координат. При переходе к ней введенные ранее функции становятся зависящими от времени, а оператор $\vec{u}\vec{\nabla}$ становится оператором дифференцирования по времени $\vec{\nabla}u = \partial/\partial t$.

Уравнение для Φ_z в лагранжевых координатах с учетом (6) имеет вид

$$\left(\frac{\partial}{\partial \vec{k}} \frac{\partial}{\partial \vec{k}} - \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \Phi_z = \frac{1}{3} \frac{l}{I} \frac{D_z}{n} \left(\vec{k} \frac{\partial}{\partial \vec{k}} - k_z \frac{\partial}{\partial k_z} + 2 \right) W. \quad (7)$$

Если термодинамическое равновесие вращательных степеней свободы нарушено не слишком сильно, распределение молекул по угловым скоростям будет иметь гауссову форму с полушириной $\omega_0 = \sqrt{2\varepsilon/3I}$, где ε — средняя энергия вращения молекулы; W — фурье-образ этого распределения:

$$W(\vec{k}, t) = \exp \left(- \frac{k^2 \omega_0^2(t)}{2} \right). \quad (8)$$

Так как W зависит только от модуля \vec{k} , выражение (7) примет вид

$$\left(\frac{\partial}{\partial k} \frac{\partial}{\partial k} - \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \Phi_z = \frac{1}{3} \frac{l}{I} \frac{D_z}{n} \left(\frac{2}{3} k \frac{\partial}{\partial k} + 2 \right) W. \quad (9)$$

Нас интересует средняя ориентация, т. е. решение (7) при $\vec{k} = 0$. Согласно [10], при однородных начальных условиях

$$\Phi_z(0, t) = \frac{1}{3} \frac{l}{I} \int_0^\infty dk k \frac{D_z(t-k)}{n(t-k)} \left(\frac{2}{3} k \frac{\partial}{\partial k} + 2 \right) W(k', t-k) \Big|_{k'=k}. \quad (10)$$

Характерным масштабом для зависимости от времени величин D_z , n и ω_0 является длительность фронта УВ δt . Так как $\delta t \gg \omega_0^{-1}$, выражение (10) можно упростить, вынося из-под знака интеграла множители, мало меняющиеся на интервале $[0, \omega_0^{-1}]$, где W заметно отлично от нуля,

$$\begin{aligned} \Phi_z(0, t) &= \frac{1}{3} \frac{l}{I} \frac{D_z(t^*)}{n(t^*)} \int_0^\infty dk k \left(\frac{2}{3} k \frac{\partial}{\partial k} + 2 \right) \exp \left(- \frac{k^2 \omega_0^2(t^*)}{2} \right) = \\ &= \frac{1}{3} \frac{l}{n(t^*)} \frac{D_z(t^*)}{\varepsilon(t^*)}, \\ t^* &\simeq t + \omega_0^{-1}. \end{aligned} \quad (11)$$

Таким образом, средняя ориентация молекул модельной системы отслеживает с задержкой порядка ω_0^{-1} величину

$$N_0 = \frac{1}{3} \frac{l|\vec{\nabla} p|}{n} \varepsilon, \quad (12)$$

где p — давление. В (12) входит единственная характеристика молекулы — вектор \vec{l} . Использованное ранее определение можно обобщить для произвольной формы молекулы: $\vec{l} = \vec{r}_m - \vec{r}_v$, \vec{r}_m — радиус-вектор центра масс, а $\vec{r}_v = \frac{1}{V} \int \vec{r} dV$, где интегрирование производится по объему молекулы V . Выражение (13) остается справедливым и для других выпуклых молекул в первом порядке по l до тех пор, пока можно пренебречь корреляцией между ориентацией молекулы и передаваемым импульсом.

Касаясь физического смысла полученной формулы, укажем, что в выражении (11) можно прийти, рассматривая ансамбль невзаимодействующих молекул, находящихся во внешнем нестационарном силовом поле, которое можно считать меняющимся линейно на расстояниях порядка размера молекулы. В данном случае это поле давления, умноженного на отношение удельного объема молекулы к ее собственному объему.

Ударная поляризация в реальных жидкостях. Гладкость шаров в модельной системе привела к тому, что ориентация достигает своего предельного значения N_0 практически мгновенно, за время ω_0^{-1} . В реальных жидкостях потенциал межмолекулярного взаимодействия обладает сильной угловой зависимостью, и для них модель гладких шаров неадекватна. В среднем на молекулу в жидкости действует не только ориентирующий момент силы, но и стохастический изотропный фон, вызванный не учтенными в модели взаимодействиями. Предположим, что эти взаимодействия можно эффективно заменить случайной силой, такой, что вызываемые ею изменения угловой скорости молекулы будут марковским случайным процессом. При этом предположении (3) переписется [11] так:

$$(\vec{u}\vec{V})\vec{\Phi} + i \operatorname{rot} \vec{\Phi} + \left(\frac{1}{\tau_c} \vec{k} \frac{\partial}{\partial k} + \frac{\omega_0^2}{\tau_c} k^2 \right) \vec{\Phi} = \frac{1}{n} \vec{S}. \quad (13)$$

Здесь τ_c — параметр, имеющий смысл времени корреляции для угловой скорости.

При $\omega_0\tau_c \gg 1$ решение этого уравнения, как и следовало ожидать, не отличается от (11). В обратном случае $\omega_0\tau_c \ll 1$, который будет иметь место в плотных молекулярных жидкостях, и из (13) следует, что средняя ориентация подчиняется кинетическому уравнению

$$\dot{N} = 1/\tau \cdot (N_0 - N), \quad (14)$$

где N_0 определяется формулой (12); τ — время релаксации. Если τ_c и ω_0 мало меняются за время τ , $\tau = 2/\tau_c\omega_0^2$. Выражение (13) оправдывает использованное предположение о виде распределения по угловой скорости, так как из него следует формула (8).

Решение (14) требует, вообще говоря, детальной информации о структуре фронта УВ. Однако в типичных ситуациях длительность фронта УВ $\delta t \ll \tau$ и, как следствие, $N \ll N_0$. Таким образом, можно приближенно положить

$$\dot{N} = 1/\tau \cdot N_0. \quad (15)$$

С учетом соотношения Ренкина — Гюгонио (15) легко проинтегрировать в общем виде, если предположить, что внутри фронта УВ все входящие в него параметры есть функции только давления. Расчеты на основе (15) сравнивались с экспериментальными данными по УП нитробензола [3], как наиболее подробными из имеющихся в литературе. Форма молекулы нитробензола аппроксимировалась наложением шаров с радиусами, равными вандерваальсовым радиусам соответствующих атомов [12], и дополнением полученного тела до выпуклого. Полученная таким образом оценка \vec{l} для нитробензола составляет $0,4 \text{ \AA}$. В силу симметрии молекулы \vec{l} и вектор дипольного момента \vec{d} коллинеарны.

Величина τ , определяемая из диэлектрических измерений, резко возрастает при ударном сжатии. Известно, однако, что вращательные степени свободы возбуждаются медленнее поступательных и структурная релаксация в молекулярных жидкостях должна запаздывать относительно возрастания плотности. Отсюда следует, что измеряемое в течение $\sim 10^{-6}$ с после прохождения УВ значение времени релаксации не относится непосредственно к состоянию жидкости внутри фронта УВ и рост величины τ за время δt будет незначителен. При этом в (15) можно использовать значение τ , полученное в нормальных условиях и равное для нитробензола $0,49 \cdot 10^{-10}$ с [3]. Заметим, что $\delta t \sim 10^{-11} \div 10^{-13}$ с, что оправдывает переход от (14) к (15). Начальная УП получается умножением $N(\delta t)$ на дипольный момент молекулы d и ее плотность n . Если предположить, что эффективная температура вращательных степеней свободы и массовая скорость меняются внутри фронта УВ линейно, из

(15) получается следующее выражение для начальной УП:

$$\Pi_0 = \frac{2}{9} \frac{ld}{k_B} \frac{\Delta p \sigma}{U \tau} \frac{\ln(T_r^f/T_r^0)}{T_r^f - T_r^0}, \quad (16)$$

где k_B — постоянная Больцмана; U — скорость УВ; σ — степень сжатия; Δp — перепад давления; T_r^f и T_r^0 — начальная и конечная температура вращательных степеней свободы.

Если предположить, что T_r^f равна экспериментально определенной температуре за фронтом УВ T_Φ , формула (16) дает несколько заниженные значения Π_0 . Однако известно, что разогрев вращательных степеней свободы в УВ происходит медленнее, чем поступательных, и это различие увеличивается с ростом давления. Экспериментальные данные [3] о температуре за фронтом УВ хорошо аппроксимируются выражением $T = T_0 + \alpha \Delta p$, где α — постоянная. С учетом сказанного для T_r^f в интервале $p = 1,5 \div 11,3$ ГПа выбрана аппроксимация $T_r^f = T_0 + \alpha \Delta p / (1 + \beta \Delta p)$. Наилучшее согласие расчетов с экспериментом достигается при $\beta = 0,1$ ГПа⁻¹. Результаты экспериментов и расчетов (в скобках) приведены в таблице.

Ударная поляризация полимеров. Предположим, что в каждый фиксированный момент времени полимерную цепь в аморфном полимере можно разбить на некоторые эффективные сегменты. Предполагаем, что сегменты, с одной стороны, достаточно малы, чтобы взаимодействие с сегментами других молекул не накладывало на их движение жестких ограничений, с другой стороны, они должны быть достаточно велики (включать много мономерных звеньев), чтобы их движение было статистически независимо от движения соседних сегментов. Разумеется, независимость не может быть полной, поскольку сегменты — это части одной цепи. Считаем, что это ограничение сводится к тому, что свободное вращение сегмента возможно лишь вокруг одной фиксированной оси. Ориентация этой оси определяется локальной конформацией макромолекулы и меняется относительно медленно. Изменение пространственной конфигурации цепи приведет со временем к изменению способа разбиения ее на сегменты так, что эффективный сегмент не является фиксированной структурной единицей.

При выполнении указанных условий полимер можно рассматривать как жидкость эффективных сегментов и описывать, как и в случае модельной системы, за исключением того, что каждый шар имеет фиксированное направление оси вращения или, эквивалентно, два из трех главных моментов инерции шара бесконечно велики. Это различие приводит к иному соотношению между переданным импульсом и изменением угловой скорости и проявляется лишь при усреднении по ориентациям шара. В конечном итоге получается формула, отличающаяся от (11) несущественным численным множителем. Таким образом, различия в величине УП в жидкостях и аморфных полимерах связаны прежде всего с различием времен релаксации. Количественные оценки требуют более

Зависимость Π_0 от давления за фронтом УВ для жидкого нитробензола

p , ГПа	T_Φ , К [3]	T_r^f , К	$\Pi_0 \cdot 10^4$, Кл/м ²
1,5	395	382	3,01(3,64)
2,0	429	406	3,51(4,58)
3,4	524	465	6,85(6,83)
4,2	578	494	8,54(7,95)
5,1	639	522	8,98(9,10)
7,3	788	579	10,9(11,6)
9,2	917	618	15,1(13,6)
11,3	1060	653	16,2(15,5)

детальной модели сегмента, без которой невозможно рассчитать соответствующие величины \vec{l} и \vec{d} .

Предложенная модель объясняет механизм УП в низкомолекулярных жидкостях, если в условиях ударного нагружения молекулы можно считать жесткими. Величина УП в данном веществе зависит прежде всего от характеризующего молекулу произведения $(\vec{l}\vec{d})$, причем вектор \vec{l} можно с приемлемой точностью определить по геометрии молекулы. Теоретическая кривая УП чувствительна к величине времени вращательной релаксации и температуре вращательных степеней свободы внутри фронта УВ. Таким образом, теория может быть также использована для определения этих величин по экспериментальным кривым УП.

ЛИТЕРАТУРА

1. Eichelberger R. J., Hauver G. E. Les Ondes de Detonation.— Paris, 1962.
2. Hauver G. E. J. Appl. Phys., 1966, 37, 2527.
3. Якушев В. В., Дремин А. Н., Набатов С. С. и др. ФГВ, 1979, 15, 2, 132.
4. Курто А. П., Антипенко А. Г., Дремин А. Н. и др. ФГВ, 1983, 19, 5, 163.
5. Антипенко А. Г., Дремин А. Н., Набатов С. С. и др. ФГВ, 1975, 11, 3, 438.
6. Haggis P., Presles H.-N. J. Chem. Phys., 1982, 77, 10, 5157.
7. Еникеев Ф. У., Кубарев С. И., Пономарев О. А. ФГВ, 1987, 23, 4, 68.
8. Lippert E., Chatzidimitrou-Dreisman C. A., Nauman K.-H. // Advances in Chemical Physics. 1984.— Vol. 62.
9. Graham R. A. J. Phys. Chem., 1974, 60, 3500, 3508.
10. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики.— М.: Наука, 1972.
11. Гардинер К. В. Стохастические методы в естественных науках.— М.: Мир, 1986.
12. Физико-химические свойства элементов.— Киев: Наук. думка, 1965.

Поступила в редакцию 8/XII 1987,
после доработки — 10/III 1988

УДК 534.222.2

К РАСЧЕТУ СКОРОСТИ РАЗЛЕТА ОБОЛОЧКИ

М. Н. Махов, В. И. Архипов
(Москва)

Экспериментальные данные для скоростей цилиндрической медной оболочки, полученные по методике, известной под названием «цилиндр-тест» [1, 2], не только характеризуют мощность ВВ, но и служат основой для нахождения коэффициентов уравнений, описывающих изоэнтропы расширяющихся продуктов взрыва (ПВ) [3].

Процесс набора скорости оболочкой связан с передачей оболочке энергии, которой обладают продукты взрывчатого превращения ВВ. Потенциальные энергетические возможности ВВ совершать работу при расширении ПВ характеризует величина теплоты взрывчатого превращения. При разработке метода ее расчета преследовалась цель получить простые соотношения исходя из знания химического состава, энтальпии образования и плотности ВВ. Окончательный вид выражений получен после обработки экспериментальных данных, представленных в [4].

Для молекулы $C_aH_bO_cN_dF_e$ получено

$$Q/Q_{\max} = 1 - [0,75 \exp k_1 + 0,15 \exp k_2] A,$$

где Q_{\max} — максимальная теплота взрывчатого превращения, рассчитываемая с использованием следующей схемы записи уравнения взрывчатого превращения: HF, CF_4, H_2O, CO_2, C (или O_2), N_2 ; $k_1 = -(0,58\rho_0 + 2,2\alpha_1^{2,5})$; $k_2 = -[0,6\rho_0 + 150(\alpha_1 - 1)^2]$; $A = 1 - \beta^{k_3}$; $k_3 = 5 \exp(k_4)$; $k_4 = 3,2\alpha_1^2 - 0,95\rho_0$; ρ_0 — начальная плотность ВВ, г/см³; α_1 — аналог кислородного коэффи-