

**ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ
В ДИНАМИЧЕСКОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ**

В. В. Якушев

(Москва)

Методы, основанные на применении ударных волн (например, [1—5]), дают уникальную возможность исследования сверхбыстрых физических и химических процессов, протекающих в конденсированных веществах после скачкообразного изменения давления и температуры. Сюда можно отнести фазовые переходы, переходы диэлектрик — полупроводник — металл, взрывчатые превращения и ряд других химических реакций. Важно подчеркнуть, что малое время сжатия во фронте ударной волны позволяет изучать метастабильные состояния веществ, которые невозможно реализовать другими способами.

Специфика динамического эксперимента заключается в отсутствии ограничений, обусловленных прочностью оболочки, которая окружает образец и дает возможность в некоторых случаях выполнять физические измерения. Последние чрезвычайно трудно осуществить при статическом сжатии, например точное определение диэлектрической проницаемости.

Все это, а также интересные приложения, связанные со взрывной обработкой материалов, синтезом новых фаз, созданием датчиков для измерения параметров ударно-волновых процессов, взрывных импульсных генераторов световой, электрической и магнитной энергии, быстродействующих коммутаторов больших токов и других устройств новой техники, обуславливают быстрое развитие динамического направления физики и химии высоких давлений.

К сожалению, на этом пути существуют и значительные трудности. Они связаны с малым временем нахождения образца в условиях постоянного давления (порядка 10^{-6} с), необходимостью удаления измерительной аппаратуры от места взрыва и сильными электрическими наводками от разлетающегося ионизованного облака продуктов детонации. Поэтому методы диагностики динамически сжатого вещества ограничиваются практически только высокоскоростными измерениями в различных диапазонах электромагнитного спектра.

Электрические методы диагностики могут быть разделены на активные, основанные на зондировании вещества внешним электромагнитным излучением или электрическим полем, и пассивные, связанные с равновесной или неравновесной генерацией электромагнитного излучения или электрического поля при ударном сжатии. К последним можно отнести:

1) оптические методы определения температуры и коэффициента поглощения света сжатых и нагретых ударной волной прозрач-

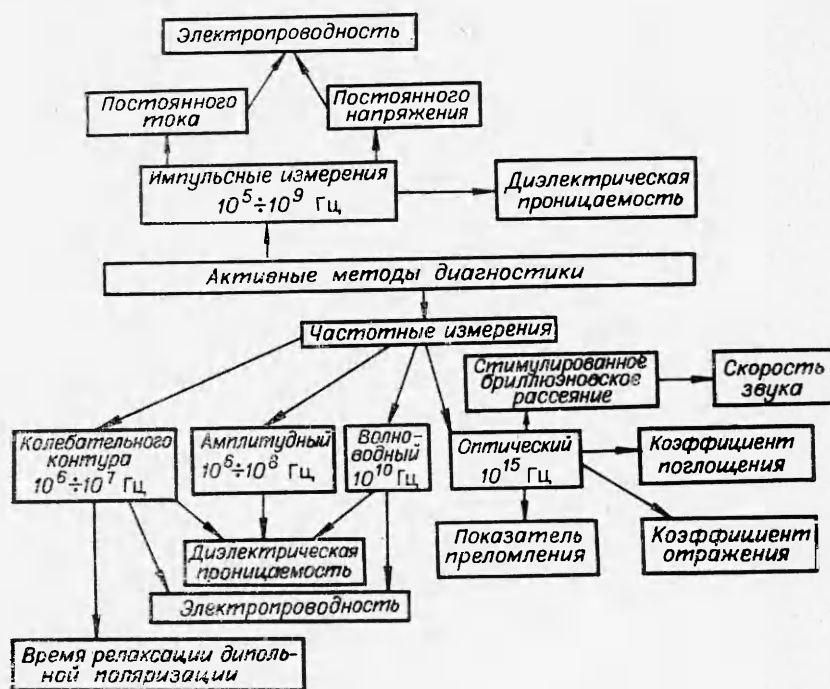


Рис. 1. Классификация активных методов диагностики.

ных веществ, достаточно полно рассмотренные в обзоре С. Б. Корнера [6];

2) методы, основанные на явлении индуцированной ударной волной электрической поляризации диэлектриков, развитые в работах Аллисона [7], Оувера [8], В. Н. Минеева и А. Г. Иванова с сотрудниками (см. обзорную работу [9]), В. В. Якушева, О. К. Розанова, А. Н. Дремина [10], позволяющие определять в динамических экспериментах диэлектрическую проницаемость и время релаксации поляризации;

3) метод электрохимических потенциалов [11], дающий информацию о природе носителей тока в ударно-сжатых веществах.

Целью настоящего обзора является попытка систематизации и критического рассмотрения различных активных электрических методов диагностики вещества за фронтом ударной волны.

Описанные к настоящему времени в литературе активные методы диагностики могут быть классифицированы согласно рис. 1, где под частотными измерениями следует понимать зондирование вещества ограниченными во времени цугами синусоидального электрического или электромагнитного поля. На этом же рисунке ориентировочно даны соответствующие частоты электромагнитного спектра. Отметим, что верхний предел длительности измерений в динамических экспериментах составляет примерно 10^{-6} с. Это, естественно, ограничивает снизу диапазон используемых частот.

Лучевая техника оптических измерений резко отличается от обычно используемой в области радиочастот. Поэтому в данном обзоре она рассматриваться не будет. Вопросам применения оптических методов диагностики при ударном сжатии посвящены, в частности, работы [6, 12—22] и статьи, цитированные в них.

Импульсные измерения электропроводности

Эти методы основаны на измерении в импульсном режиме электрического сопротивления экспериментальной ячейки с исследуемым веществом, сжатым ударной волной. Затем с учетом геометрических размеров ячейки и параметров ударной волны (часто с использованием электролитического моделирования) рассчитывается удельная электропроводность. В зависимости от диапазона измеряемых сопротивлений, величины электропроводности при сжатии, требуемого направления вектора электрического поля относительно вектора скорости фронта ударной волны, от желания получить среднюю по базе удельную электропроводность или ее изменение во времени применяют как различные электрические схемы, так и различные конструкции ячеек. Эти вопросы удобно рассмотреть отдельно.

1. **Электрические схемы** для измерения сопротивлений в динамических экспериментах должны обладать рядом специфических особенностей. Из-за кратковременности процесса требуется временное разрешение меньше 10^{-7} с. Измерения должны проводиться дистанционно. Большой уровень наводок, в частности при опытах с полярными диэлектриками, от индуцированной ударной волной электрической поляризации приводит к необходимости работы с относительно высокими напряжениями или токами. При этом, как правило, один конец измеряемого сопротивления должен быть «заземлен». Если исходный образец является ионным проводником, для исключения реакции электролиза желательно обеспечить подачу напряжения на ячейку не более чем за несколько микросекунд до момента ее нагружения.

Перечисленным требованиям удовлетворяют схемы, представляющие собой модификации электрической цепи, предложенной А. В. Реймерсом [23]. Их удобно условно разделить на источники постоянного напряжения и постоянного тока.

Цепь постоянного напряжения приведена на рис. 2. До эксперимента через входное сопротивление измерительного прибора R_e и балластное сопротивление R_1 ($R_1 \gg R_e, R_x$) от источника питания, имеющего ЭДС E , заряжается конденсатор C_1 . Величина его емкости выбирается из условий значительного превышения постоянной времени цепи разряда $C_1(R_e + R_x)$ над временем наблюдения и $C_1 \gg C_x$, где C_x — емкость измерительной ячейки.

При выполнении перечисленных выше условий время установления измерительной цепи, равное $R_e R_x C_x (R_e + R_x)^{-1}$, может быть сделано произвольно малым независимо от R_x за счет выбора R_e . Поэтому источник постоянного напряжения пригоден для измерения больших сопротивлений (реально до нескольких мегаом).

Ключ K замыкается за несколько микросекунд до прихода ударной волны к измерительной ячейке посредством датчика, расположенного на заряде взрывчатого вещества с применением в необходимых случаях электронного блока задержки. Фиксируя напряжение на сопротивлении R_e , легко найти

$$R_x = R_e (E/u_x - 1). \quad (1)$$

Анализ этого соотношения показывает, что максимальная точность измерения R_x достигается при $R_x = R_e$. Поскольку в схеме рис. 2 R_e должно быть равно волновому сопротивлению кабеля, т. е. $50 \div 150$ Ом, то с целью уменьшения погрешности и снижения напряжения питания при измерении высоких сопротивлений желательно использовать катодный или эмиттерный повторитель [24].

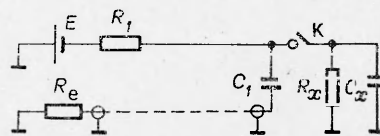


Рис. 2. Цепь постоянного напряжения.

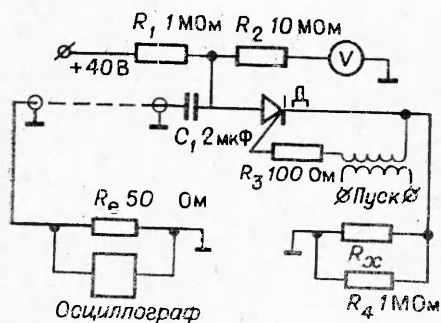


Рис. 3. Схема источника постоянного напряжения.

Если, наоборот, $R_x \ll R_e$, точность измерений становится низкой. В этом случае целесообразно применять источники постоянного тока, которые будут рассмотрены ниже. В экспериментах устройство рис. 2 экранируется и устанавливается непосредственно около измеряемого сопротивления. Как правило, в процессе опыта оно уничтожается.

Пример реализации источника постоянного напряжения показан на рис. 3 [25]. В качестве ключа здесь использован кремниевый тиристор Д. Источник применялся в опытах по изучению электропроводности ударно-сжатого жидкого аммиака для измерения сопротивлений, превышающих 5 Ом. Если исследуемое вещество до сжатия является хорошим диэлектриком, то надобность в ключе отпадает, и схема может быть упрощена [26].

Обратимся к источникам постоянного тока, которые имеют выходное сопротивление, значительно превышающее R_x , и используются для измерения высоких электропроводностей¹ [25, 27–30].

Типичная схема соответствующих экспериментов дана на рис. 4 [27]. Вспомогательный шунтовый резистор $R_{ш}$ устанавливается в том случае, если в процессе эксперимента величина сопротивления исследуемого образца резко падает. При этом происходит перераспределение токов через $R_{ш}$ и R_x . Максимальная точность измерений реализуется, когда $R_{ш} = R_x$. Как отмечено в [27], при величинах $R_{ш} < 1$ Ом целесообразно использовать или дифференциальный принцип измерений (см. рис. 4), или изолировать шасси источника от общей земли и производить запуск схемы через импульсный трансформатор.

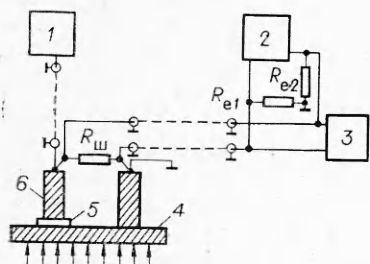


Рис. 4. Схема экспериментов.

1 — источник постоянного тока; 2, 3 — осциллографы; 4 — металлический экран; 5 — образец; 6 — электрод. Стрелками показано направление движения ударной волны.

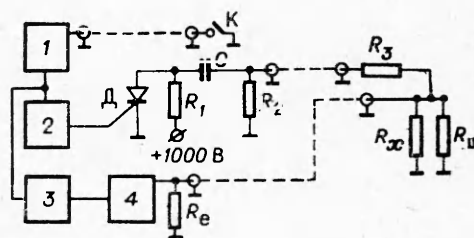


Рис. 5. Схема источника постоянного тока.

Упрощенная схема варианта источника постоянного тока с емкостным накопителем [28] приведена на рис. 5. Работает устройство аналогично источнику постоянного напряжения, показанному на рис. 3. Детонационная волна, замыкая ключ К, запускает через формирующую схему 1 ждущий блокинг-генератор 2 и блок регулируемой задержки 3. Последний, в свою очередь, запускает регистрирующий осциллограф 4 за несколько микросекунд до того, как ударная волна сожмет исследуемый образец. Срабатывание блокинг-генератора приводит к отпиранию тиристора Д, и на резисторе R_2 появляется импульс напря-

¹ Аналогичные устройства применяются при работе с манганиновыми датчиками давления [31–35].

жения. Резистор R_3 выбирают из условия

$$R_3^{-1} \ll R_x^{-1} + R_e^{-1} + R_{ш}^{-1}. \quad (2)$$

Оно обеспечивает постоянство тока через R_3 независимо от изменения R_x в процессе опыта.

В общем случае R_x рассчитывается из экспериментальной осциллограммы по формуле

$$1/R_x = (u_0/u_x - 1) (1/R_3 + 1/R_{ш} + 1/R_e), \quad (3)$$

где u_0 — напряжение на входе осциллографа при $R_x = \infty$.

Если выполнено (2), то

$$R_x = R_3 \cdot u_x / (u_0 - u_x), \quad (4)$$

где $R_3 = R_e R_{ш} / (R_e + R_{ш})$.

При изучении электропроводности ударно-сжатых металлов возникает задача измерения сопротивлений порядка десятых и сотых долей ома. В этом случае для обеспечения требуемой постоянной времени разрядной цепи приходится применять конденсаторы емкостью в сотни и тысячи микрофард. Протекание больших токов через образец при настройке аппаратуры вызывает его нежелательный нагрев. Поэтому в экспериментах с металлами несомненный интерес представляют устройства с индуктивным накопителем и электронным переключением тока из вспомогательного мощного резистора в измеряемое сопротивление на ограниченное время. Они могут быть выполнены аналогично схемам [31, 32].

Если изменение электропроводности образца при сжатии относительно невелико (переходы металл — металл), источники постоянного тока позволяют получить малое время нарастания напряжения на входе измерительного прибора независимо от величины исходного сопротивления. Необходимым условием для этого является неизменность паразитной индуктивности экспериментального устройства в процессе ударного нагружения, что может быть приближенно достигнуто только при бесшунтовом измерении электропроводности (см., например, [29, 30]).

Действительно, эквивалентную цепь датчика в данном случае можно представить в виде, показанном на рис. 6, а. Здесь R_1 — начальное сопротивление образца, $R_1 R_2 / (R_1 + R_2)$ — его сопротивление в сжатом состоянии, L_1 — индуктивность датчика. В схеме течет поддерживаемый постоянным ток i_0 . При замыкании ключа К, что соответствует приходу ударной волны, скачкообразно меняется активное сопротивление. Однако, поскольку $i_0 = \text{const}$, напряжение на индуктивности при этом не возникает, и R_x легко определить непосредственно по скачку напряжения в точках 1, 2.

Если попытаемся при помощи схем постоянного тока изучать переходы диэлектрик — металл, то возникнет необходимость устанавливать параллельно образцу шунт, сопротивление которого близко к конечному сопротивлению сжатого образца. Этот шунт будет обладать соб-

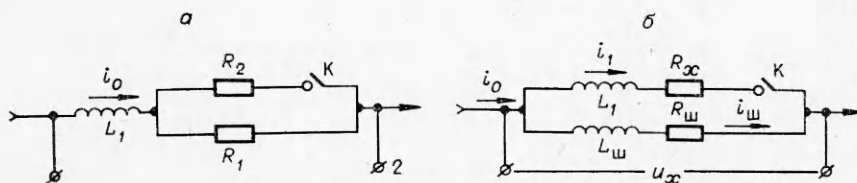


Рис. 6. Эквивалентные схемы датчика.

ственной индуктивностью L_m . Соответствующая эквивалентная схема представлена на рис. 6, б, где L_1 — индуктивность сжатого образца. Ток в цепи описывается системой дифференциальных уравнений

$$L_1 di_1/dt + i_1 R_x = L_m di_m/dt + R_m i_m = u_x(t), \quad (5)$$

$$i_0 = i_1 + i_m = \text{const.}$$

Решение (5) для i_m с начальным условием $i_m = i_0$ при $t = 0$ есть

$$i_m(t) = i_0 / (R_x + R_m) \{ R_x + R_m \exp[-(R_m + R_x)/(L_1 + L_m)t] \}. \quad (6)$$

Отсюда для u_x имеем

$$u_x = i_0 R_{12} \left\{ \frac{R_x}{R_{12} + R_x} + \left[\frac{R_m}{R_m + R_x} - \frac{L_m}{L_1 + L_m} \right] \exp\left(-\frac{R_x + R_m}{L_1 + L_m} \cdot t\right) \right\}. \quad (7)$$

Начальный скачок напряжения равен

$$u_0 = i_0 R_m L_m / (L_1 + L_m) \quad (8)$$

и не зависит от сопротивления сжатого образца R_x .

Время установления составляет

$$\tau_\phi \approx 3(L_1 + L_m) / (R_x + R_m). \quad (9)$$

Очевидно, что для точного измерения R_x необходимо, чтобы время измерения превышало τ_ϕ .

В качестве примера рассчитаем время установления для медного проводника диаметром 0,5 мм. В этом случае погонная индуктивность составляет $1,2 \cdot 10^{-9}$ Гн/мм, погонное сопротивление — $8,9 \cdot 10^{-5}$ Ом/мм, откуда $\tau_\phi \approx 40$ мкс, что много больше типичного масштаба взрывных экспериментов. Большие времена установления напряжения на измеряемом сопротивлении не позволяют в настоящее время экспериментально изучать переходы диэлектрик — металл при ударном сжатии.

2. Измерительные ячейки. Рассмотрим некоторые характерные конструкции экспериментальных ячеек, применяемых для определения удельного сопротивления конденсированных веществ при однократном, близком к одномерному, ударном сжатии. Ячейка для жидких диэлектриков показана на рис. 7 [28]. При измерениях вектор электрического поля направлен перпендикулярно фронту ударной волны.

Ударная волна входит в жидкость через массивный металлический экран 1. Одновременно он служит первым электродом ячейки. Второй электрод 4 наклеивается на тефлоновую пленку 5 толщиной 0,015 мм. Последняя натягивается при помощи эбонитовых колец 2 и 3 строго параллельно экрану на расстоянии 2—3 мм. Жидкость заливается через небольшое отверстие в пленке. Толщина второго электрода выбирается достаточно малой (примерно 0,01 мм), чтобы фронт ударной волны практически не испытывал от него отражения. При этом некоторое время (около 1 мкс) слой жидкости между электродами находится в состоянии однократного ударного сжатия.

Особенность рассматриваемой ячейки состоит в отсутствии замыкания линий тока на верхнюю поверхность электрода 4 из-за наличия непроводящей пленки (удельное сопротивление тефлона при толщине образца меньше 1,3 мм до давлений 36 ГПа превышает 10^9 Ом·см [36]). Это уменьшает величину поправки на краевой эффект при расчете удельной электропроводности Σ .

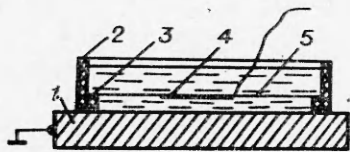


Рис. 7. Экспериментальная ячейка.

Если из соображений конструктивного удобства второй электрод ячейки готовится массивным [24], то его материал необходимо подбирать близким по динамической жесткости к исследуемому веществу. В противном случае возникновение отраженной ударной волны затрудняет обсчет экспериментальных осциллограмм.

Средняя по координате удельная электропроводность рассчитывается по формуле

$$\Sigma_{cp} = mx_1/R_x S, \quad (10)$$

где x_1 — расстояние между электродами после прохождения ударной волны; S — площадь второго электрода; m — поправка на краевой эффект, величина которой зависит от отношения толщины образца к диаметру d . В частности, как показано в [24], при $x_1/d=0,2$ $m=0,7$; при $x_1/d=0,1$ $m=0,82$. Таким образом, при $x_1/d \leq 0,1$ с приемлемой точностью можно положить $m=1$.

Отметим, что при измерениях малых электропроводностей для уменьшения паразитной емкости монтажа в ячейку целесообразно ввести охранное кольцо, окружающее второй электрод [24]. Естественно, что в экспериментах подобного типа, если Σ зависит от времени (например, вследствие химической реакции), точный вид функции $\Sigma(t)$ получить нельзя. Приблизненно $\Sigma(t)$ может быть определена только, если характерный временной масштаб ее изменения много больше времени прохода ударной волны между электродами.

Рассматривая движение ударной волны в ячейке рис. 7, легко показать, что время нахождения в сжатом состоянии объема вещества с координатой x равно $(Ut-x)/(U-u)$, где U — скорость фронта ударной волны; u — массовая скорость. Поэтому

$$\rho(x, t) = \Sigma(x, t)^{-1} = \rho[(Ut-x)/(U-u)]. \quad (11)$$

Для измеряемого сопротивления при $t > x_0/U$, где x_0 — начальное расстояние между электродами, справедливо выражение

$$R(t) = \frac{1}{S} \int_{ut}^{ut+x_0/\sigma} \rho(x, t) dx, \quad (12)$$

где σ — сжатие. Вводя независимую переменную $y = (Ut-x)/(U-u)$, из (11) и (12) получим

$$R(t) = \frac{U-u}{S} \int_{t-x_0/U}^t \rho(y) dy. \quad (13)$$

Если имеется информация о конкретном виде функции $\rho(y)$ (например, необратимая реакция первого порядка с образованием проводящих продуктов), то, вычисляя $R(t)$ по формуле (13) и сравнивая с экспериментом, можно получить полезную информацию о соответствующих кинетических константах.

Естественно, что подобные ячейки могут быть сконструированы и для определения удельной электропроводности при ударном сжатии твердых веществ (см., например, [23, 26, 27, 36—38]). Однако здесь возникают дополнительные трудности, связанные как с необходимостью создания воспроизводимых контактов исследуемого образца с электродами, так и с трудно контролируемым влиянием всевозможных воздушных зазоров, которые могут ионизоваться при динамическом сжатии и изменить эффективные площади электродов. Это замечание имеет

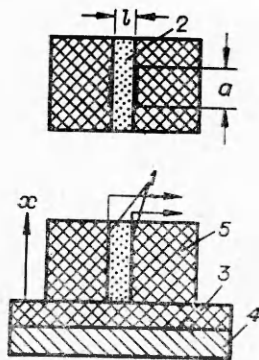


Рис. 8. Экспериментальная ячейка.

силу вообще для любых электрических измерений при ударном сжатии твердых веществ. Поэтому в настоящее время наиболее точные и воспроизводимые результаты получены в основном только для жидкостей.

При экспериментах с полярными диэлектриками и ионными кристаллами, если плоскость ударного фронта параллельна электродам, возникает задача исключения влияния на результаты измерений ударной поляризации. Возможный подход к этому обсужден в [9, 37, 38].

Перейдем к рассмотрению другой геометрии измерительных ячеек, в которой вектор электрического поля направлен перпендикулярно вектору скорости фронта ударной волны. Эта геометрия интересна тем, что позволяет, вообще говоря, определять функцию $\Sigma(t)$ [39]. Кроме того, ударный фронт, распространяясь в определенном направлении, даже в первоначально изотропном веществе создает анизотропию. Исследование соответствующей анизотропии электропроводности может дать интересную информацию о механизме сжатия вещества в ударном переходе.

Возможная конструкция ячейки показана на рис. 8 [39]. В ней электроды 1, выполненные из тонкой металлической фольги, и изучаемый образец 2 своими нижними концами соприкасаются со вспомогательной пластиной 3. Последняя сделана из изолятора, сохраняющего высокое удельное сопротивление при реализуемых динамических давлениях. Обычно используют тефлон или парафин. Плоский фронт ударной волны, проходя последовательно через экран 4 и пластину 3, движется вдоль электродов. Для устранения боковой разгрузки образец окружен блоками изолятора 5, имеющего близкую к нему динамическую жесткость.

Если удельная электропроводность Σ не зависит от времени, сопротивление между электродами может быть выражено соотношением

$$1/R_x = ax/l \cdot \Sigma, \quad (14)$$

где a и l показаны на рис. 8.

Пусть теперь Σ зависит от времени нахождения вещества в сжатом состоянии. Тогда, согласно (11) и (14),

$$\frac{1}{R_x} = \frac{a}{l} \int_{ut}^{Ut} \Sigma \left(\frac{Ut-x}{U-u} \right) dx. \quad (15)$$

После замены переменных ($y = (Ut-x)/(U-u)$) (15) преобразуется к

$$\frac{1}{R_x} = \frac{a(U-u)}{l} \int_0^t \Sigma(y) dy. \quad (16)$$

Дифференцирование дает

$$d/dt \cdot (1/R_x) = a(U-u)/l \cdot \Sigma(t). \quad (17)$$

В дальнейшем для определенности будем считать, что измерительная цепь работает в режиме постоянного тока. Тогда из (4) легко получить

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{R_x} \right) = - \frac{u_0}{R_0} \frac{1}{u_x^2} \frac{du_x}{dt}. \quad (18)$$

Сравнивая (17) и (18), имеем

$$\Sigma(\dot{i}) = -\frac{u_0}{u_x^2} \frac{du_x}{dt} \frac{1}{R_0} \frac{l}{a(U-u)}. \quad (19)$$

Это выражение впервые было получено Л. В. Кулешовой [39]. Из него видно, что, экспериментально измеряя u_x , можно определить $\Sigma(t)$ — распределение электропроводности за ударным фронтом.

Рассмотрим некоторые ограничения метода.

Краевой эффект возникает из-за непараллельности силовых линий электрического поля вблизи границ электродов. При прочих равных условиях он уменьшается с отношением l/a . В случае необходимости краевой эффект можно учесть электролитическим моделированием и введением эффективного l/a . Для уменьшения краевого эффекта целесообразно использовать цилиндрическую геометрию электродной системы. При этом вместо l/a в выражение (19) войдет множитель $2\pi/\ln(r_2/r_1)$, где r_1 и r_2 — радиусы электродов.

Ток смещения. При измерении малых электропроводностей необходимо учитывать ток смещения, который возникает во внешней цепи за счет изменения емкости ячейки при движении ударного фронта по электродам. Из рис. 9, на котором схематически показаны электроды в процессе сжатия, ясно, что суммарную емкость ячейки C можно представить состоящей из четырех соединенных параллельно конденсаторов $C_1 = \epsilon_0 \epsilon_1 (x_0 - Ut) al^{-1}$, $C_2 = \epsilon_0 \epsilon_2 (U - u) tal^{-1}$, $C_3 = \epsilon_0 \epsilon_3 autl^{-1}$, $C_4 = \text{const}$.

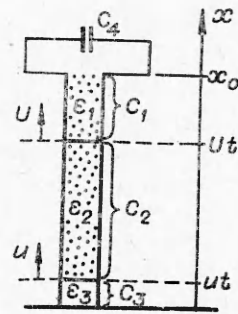


Рис. 9. Схема движения ударной волны по ячейке.

Здесь ϵ_0 — электрическая постоянная, ϵ_1 — диэлектрическая проницаемость исходного, а ϵ_2 — сжатого вещества; ϵ_3 — проницаемость сжатого материала вспомогательной пластины, в которую с массовой скоростью u входят электроды; C_4 — постоянная паразитная емкость монтажа. Таким образом, емкость ячейки запишется в виде

$$C = \epsilon_0 al^{-1} [\epsilon_1 (x_0 - Ut) + \epsilon_2 (U - u)t + \epsilon_3 ut] + C_4. \quad (20)$$

Ток в простейшей цепи, состоящей из источника ЭДС E и конденсатора переменной емкости $C(t)$, дается выражением

$$i = E \cdot dC/dt. \quad (21)$$

При сравнении его с законом Ома видно, что в цепи действует эффективное сопротивление, равное $(dC/dt)^{-1}$. Оценим его величину из (20). Продифференцируем (20) по времени:

$$dC/dt = \epsilon_0 al^{-1} [-U\epsilon_1 + (U - u)\epsilon_2 + u\epsilon_3]. \quad (22)$$

Положим $U = 5 \cdot 10^3$ м/с, $u = 2 \cdot 10^3$ м/с, $\epsilon_1 = 4$, $\epsilon_2 = 40$ (плавление нитробензола), $\epsilon_3 = 4$, $al^{-1} = 10$. Учитывая, что $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м, имеем $R_{эфф} \approx 10^5$ Ом.

Таким образом, при работе с сильно полярными веществами вклад от тока смещения может стать существенным (10%) уже при значениях $R_x \approx 10$ кОм.

Заметим, что рассмотрен только простейший случай короткозамкнутой цепи. Фактически это означает, что ее постоянная времени мно-

го меньше времени наблюдения. В общем случае необходимо рассмотреть полную цепь и решить соответствующую систему дифференциальных уравнений.

Отклонения от одномерности сжатия. В реальных экспериментах за счет кривизны и перекосов фронта ударной волны последний входит в электродную систему не строго одновременно. Типичная величина разновременности составляет $10^{-8} \div 10^{-7}$ с. Поскольку явление носит случайный характер, точный учет его влияния затруднен, однако очевидно, что для корректного определения $\Sigma(t)$ необходимо, чтобы характерный временной масштаб ее изменения был больше разновременности.

3. Особенности измерений при детонации конденсированных взрывчатых веществ. Исследованию электропроводности при детонации конденсированных взрывчатых веществ посвящен ряд работ [40—51]. Методы, которые применяются в данном случае, имеют свои специфические особенности. Инициирование взрывчатого вещества ударной волной через инертную преграду — процесс нестационарный. Поэтому, если не ставится специальная задача изучения соответствующих переходных процессов, рассмотренные выше конденсаторные ячейки непосредственно здесь неприменимы.

Электропроводность измеряется, как правило, в области стационарной детонации вдали от места инициирования. Наиболее часто используется зондовая методика, например [40, 43]. При этом средняя величина удельной электропроводности продуктов детонации определяется при помощи электролитического моделирования. При измерении профиля электропроводности непосредственно в зоне химической реакции взрывчатого вещества возникают дополнительные трудности, связанные с необходимостью высокого временного и пространственного разрешения. Эти вопросы подробно рассмотрены в работах [48, 49].

Для зарядов малого диаметра (несколько миллиметров) в металлической оболочке удачным следует признать устройство, предложенное в [48] и приведенное на рис. 10. Его основная особенность заключается в том, что, за исключением небольшой области, прилегающей к прокладке 4, векторы электрического поля и $\nabla \Sigma$ взаимно перпендикулярны. Это и позволяет рассчитывать профиль электропроводности за фронтом детонации. В экспериментах измеряется ток, текущий по проводнику 7, который определяется частью профиля электропроводности, находящейся в контакте с цилиндрическим электродом 3.

Следует заметить, что формальное распространение полученных данных на заряды большого диаметра неправомерно. Это видно из сравнения результатов работ [48, 49 и 50]. Причины имеющихся расхождений пока не ясны. В этой связи перспективным представляется создание устройств, использующих дифференциальный принцип измерения применительно к зарядам произвольного диаметра [51].

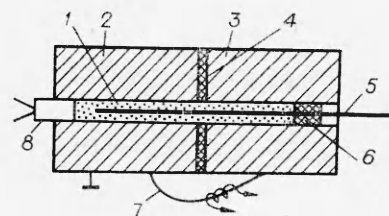


Рис. 10. Экспериментальное устройство.

1 — исследуемое взрывчатое вещество; 2, 3 — металлические цилиндры; 4 — изоляционная прокладка; 5 — центральный электрод; 6 — вспомогательный электрод; 7 — проводник; 8 — детонатор.

Импульсные измерения диэлектрической проницаемости

В принципе при достаточно малой электропроводности исходного и сжатого вещества для диэлектрических измерений можно приспособить любые рассмотренные выше методики. В данном случае критери-

ем малости электропроводности является значительное превышение временного параметра $\rho_0 \epsilon$ над продолжительностью измерения.

В процессе движения фронта ударной волны по экспериментальным ячейкам происходит изменение их емкости как за счет изменения геометрических размеров, так и диэлектрической проницаемости образца. При этом во внешней цепи возникает ток смещения, регистрируя который можно рассчитать диэлектрическую проницаемость сжатого вещества. Для устройства, показанного на рис. 8, это непосредственно следует из формул (21) и (22), если известна величина ϵ_3 . Однако формула (22) была получена только для оценки и отражает действительность лишь в первом приближении. Сложная реальная картина электрического поля на краях электродов в исследуемом веществе и материале подложки, а также трудности статического моделирования приводят к сравнительно малой точности измерений. Поэтому, за исключением работы [52], данный метод применения не нашел.

Рассмотрим движение ударной волны через ячейку рис. 7. Получим формулу для определения ее емкости C_x , когда ударный фронт находится между электродами. Области сжатого и несжатого вещества можно рассматривать как последовательно включенные конденсаторы, т. е.

$$1/C_x = (x_0 - Ut)/\epsilon_0 \epsilon_1 S + (U - u)t/\epsilon_0 \epsilon_2 S, \quad (23)$$

откуда

$$(dC_x/dt)^{-1} = 1/S \epsilon_0 \epsilon_1 \epsilon_2 \cdot [\epsilon_2 (x_0 - Ut) + \epsilon_1 (U - u)t]^2 / [U \epsilon_2 - (U - u) \epsilon_1]. \quad (24)$$

Принимая во внимание (21), что соответствует $R_e = 0$, и регистрируя зависимость тока от времени, можно рассчитать ϵ_2 . В [53] подобная задача решена для произвольного сопротивления нагрузки датчика. Попытка экспериментально определить таким образом диэлектрическую проницаемость четыреххлористого углерода и бензола в функции сжатия за фронтом ударной волны была предпринята в работе [54].

Более удобно, однако, использовать измерения не тока, а заряда конденсатора, величина которого, будучи интегральной, менее чувствительна к кривизне и перекосам ударного фронта. В схеме, состоящей из источника ЭДС E и измерительного конденсатора, начальный заряд последнего дается выражением

$$Q_0 = E \epsilon_0 \epsilon_1 \cdot S/x_0. \quad (25)$$

После прохождения ударной волны между электродами заряд

$$Q_1 = E \epsilon_0 \epsilon_2 S U/x_0 (U - u) + Q_n, \quad (26)$$

где Q_n — заряд, возникший за счет ударной поляризации диэлектрика. Изменение заряда конденсатора при прохождении по нему ударной волны определяется разностью выражений (26) и (25)

$$\Delta Q = Q_1 - Q_0 = \frac{E \epsilon_0 S}{x_0} \left(\frac{U \epsilon_2}{U - u} - \epsilon_1 \right) + Q_n = \int_0^{x_0/U} i dt. \quad (27)$$

Отсюда

$$\epsilon_2 = (U - u)/U \cdot [(\Delta Q - Q_n) x_0 / E \epsilon_0 S + \epsilon_1], \quad (28)$$

что совпадает с выражением, полученным Оувером [55]. В цитируемой работе рассмотренным методом измерена диэлектрическая проницаемость полиэтилена в зависимости от динамического давления. Индуцированная ударной волной электрическая поляризация учитывалась проведением специальных экспериментов без подачи на ячейку

напряжения или выполнялось два опыта с напряжением противоположной полярности. Для уменьшения краевых эффектов использовалось охранное кольцо.

Частотные измерения

Перейдем к рассмотрению частотных измерений электрических свойств конденсированных веществ при высоких динамических давлениях. Взаимодействие синусоидального электрического поля с веществом может быть охарактеризовано комплексной диэлектрической проницаемостью

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon' - j\epsilon'' - j\Sigma/\omega\epsilon_0, \quad (29)$$

где ω — круговая частота. Здесь ϵ' , ϵ'' и Σ , вообще говоря, зависят от ω . Если вещество представляет собой диэлектрик, подчиняющийся формулам Дебая с одним временем релаксации поляризации τ , то

$$\epsilon' = \epsilon_\infty + (\epsilon_s - \epsilon_\infty)/(1 + \omega^2\tau^2); \quad \epsilon'' = (\epsilon_s - \epsilon_\infty)/\omega\tau, \quad (30)$$

где ϵ_s — статическая, а ϵ_∞ — высокочастотная диэлектрические проницаемости.

Идея измерений заключается в определении импеданса плоского конденсатора, заполненного исследуемым веществом и сжатом ударной волной, на фиксированной частоте. Затем по нему рассчитывается или находится из калибровочных графиков величина $|\tilde{\epsilon}|$.

Интерпретация полученных данных зависит от использованного приближения для описания свойств вещества, наличия независимой информации об электропроводности Σ и т. д. В частности, если электропроводность отсутствует и справедливы соотношения (30), то измеренная проницаемость дается выражением

$$\epsilon = |\tilde{\epsilon}| = \sqrt{\left(\epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + \omega^2\tau^2}\right)^2 + \left(\frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + \omega^2\tau^2}\omega\tau\right)^2}. \quad (31)$$

В области $\omega\tau < 0,1$ фактически $\epsilon = \epsilon_s$, при $\omega\tau > 10$ $\epsilon = \epsilon_\infty$. Обобщение на случай конечной электропроводности легко может быть сделано, согласно формуле (29).

Для частотных измерений при ударном сжатии используются точно такие же ячейки, как и для определения электропроводности (см., например, рис. 7). Поэтому в данном разделе рассмотрим только типичные схемы измерительных комплексов.

1. Амплитудный метод. Возьмем конденсатор, который в вакууме имеет емкость C_0 . При заполнении его исследуемым веществом и подключении переменного напряжения с частотой ω и амплитудой V во внешней цепи возникает ток

$$\tilde{i} = VC_0(\omega\epsilon'' + \Sigma\epsilon_0^{-1} + j\omega\epsilon'). \quad (32)$$

Измеряя $|\tilde{i}|$, можем судить об электрических свойствах образца. В этом состоит принцип амплитудного метода.

Схема устройства, предложенного в работе [56], показана на рис. 11. Напряжение высокой частоты от генератора 1 через резонансный усилитель 2 и короткий (несколько метров) коаксиальный кабель 3 подавалось на вспомогательный конденсатор и через него — на ячейку. Сигнал на скоростной осциллограф 5, пропорциональный напряжению на ячейке, снимался с последней при помощи конденсатора C_2 и

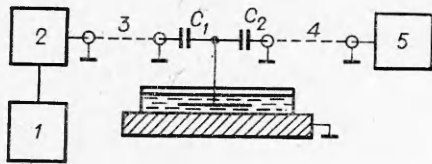


Рис. 11. Схема экспериментов.

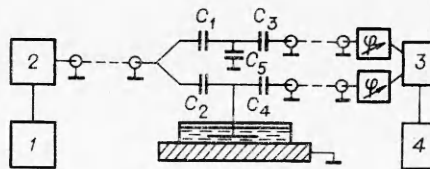


Рис. 12. Схема экспериментов.

1 — генератор высокой частоты; 2 — резонансный усилитель; 3 — дифференциальный широкополосный усилитель; 4 — осциллограф.

кабеля 4. Величины C_1 и C_2 выбирались много меньше емкости ячейки, что обеспечивало работу устройства в режиме постоянного тока.

Перед опытом установка калибровалась набором жидкостей с известными значениями ϵ . При этом расстояние между электродами ячейки устанавливалось таким, каким оно окажется в ударно-сжатом состоянии.

Чувствительность амплитудного метода значительно повышается при использовании дифференциального принципа измерений [57]. Соответствующая блок-схема приведена на рис. 12. Она отличается от предыдущей тем, что высокочастотный сигнал подается одновременно через одинаковые конденсаторы C_1 и C_2 в измерительный канал на ячейку и в опорный канал на балансирующую емкость C_5 . На выходе дифференциального широкополосного усилителя 3 формируется разность напряжений в каналах, которая регистрируется осциллографом 4. Это дает возможность получить чувствительность схемы, равную примерно 1 мм отклонения луча, на фотопленке при изменении емкости ячейки на 1 пФ. Совпадение фаз напряжений на входах усилителя 3 достигается наблюдением строгой симметрии схемы и применением регулируемых фазовращателей. Погрешность определения диэлектрической проницаемости дифференциальным амплитудным методом составляла 1—2% и была связана в основном с электрическими шумами.

В работе [58] для измерения диэлектрической проницаемости циклогексана при высоких динамических давлениях также использовался амплитудный метод, но с некоторыми отличиями. Основное состоит в полном согласовании кабеля с генератором, что дает возможность поднять рабочую частоту и использовать произвольно длинный кабель. Второе отличие заключается в отсутствии маленьких разделительных емкостей, вследствие чего схема работает не в режиме постоянного тока. При этих условиях экспериментальную ячейку можно рассматривать как неоднородность в линии передачи [58]. Эффективный импеданс неоднородности z_n можно получить, представив ее как параллельное соединение ячейки (импеданс $1/j\omega C$) и измерительной линии (импеданс z)

$$z_n = z / (1 + j\omega Cz). \quad (33)$$

Отношение амплитуд падающего на z_n и прошедшего к измерительному прибору сигналов дается известным соотношением

$$V_o/V_i = \alpha e^{j\psi} = 2z_n / (z + z_n), \quad (34)$$

где α — коэффициент передачи.

Подставляя (33) в (34), после несложных преобразований имеем

$$\alpha e^{j\psi} = 1 / (1 + j\omega Cz/2). \quad (35)$$

Вычисляя модуль комплексного числа, стоящего в правой части (35), получим

$$\omega z C / 2 = (\alpha^{-2} - 1)^{1/2}. \quad (36)$$

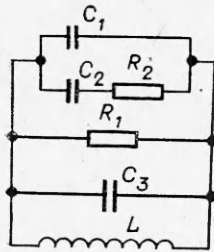


Рис. 13. Эквивалентная схема.

Поскольку коэффициент передачи α определяется в эксперименте, а величины ω и z известны, из (36) можно рассчитать изменение емкости ячейки в процессе сжатия.

2. Метод колебательного контура. Применительно к диэлектрическим измерениям метод колебательного контура во многих случаях дает возможность определять не только ϵ_s или ϵ_∞ ударно-сжатого вещества, но и время релаксации поляризации. В этом методе величина емкости экспериментальной ячейки определяется по собственной частоте электрических колебаний контура, образованного ячейкой и вспомогательной индуктивностью. Кроме частоты, измеряется декремент затухания колебательного процесса, который характеризует потери.

В случае применимости к диэлектрику формул (30) реальную измерительную цепь можно представить эквивалентной схемой, показанной на рис. 13 [59]. Здесь $C_1 = \epsilon_\infty C_0$, $C_2 = (\epsilon_s - \epsilon_\infty) C_0$, $R_2 = \tau / C_2$, C_0 — постоянная ячейки, C_3 складывается из емкости контура без ячейки и паразитной емкости ячейки. Сопротивление R_1 состоит из двух частей

$$\frac{1}{R_1} = \frac{1}{R_1'} + \frac{1}{R_1''}, \quad (37)$$

где R_1' — активное сопротивление сжатого вещества; R_1'' — некоторое эквивалентное сопротивление, учитывающее омические потери в катушке, потери на излучение и т. д.

Из анализа дифференциального уравнения, описывающего колебательный процесс в схеме рис. 13, можно получить выражение для τ [60]

$$\tau = \frac{2 \frac{C_s}{C_\infty} \frac{\theta}{R_1 C_\infty}}{\theta \left(\frac{1}{LC_\infty} - \omega^2 + \frac{3}{\theta^2} - \frac{2}{\theta R_1 C_\infty} \right)}. \quad (38)$$

Здесь через C_s обозначена величина $\epsilon_s C_0 + C_3$ и через C_∞ — $\epsilon_\infty C_0 + C_3$, θ — затухание, R_1 дается (37).

Формула (38) дает возможность выразить величину R_1 через «собственное» затухание контура θ_1 (т. е. затухание при отсутствии диэлектрических и омических потерь в образце), приравняв τ нулю или бесконечности в зависимости от области частот. Например, положив в (38) $\tau = 0$ и $R_1' = \infty$, учитывая (37), получим

$$R_1'' = \frac{\theta_1}{2C_s}. \quad (39)$$

Подставляя теперь (39) в (38), имеем

$$\tau = \frac{2 \frac{C_s}{C_\infty} \left(1 - \frac{\theta}{\theta_1} \right) - \frac{\theta}{R_1' C_\infty}}{\theta \left(\frac{1}{LC_\infty} - \omega^2 + \frac{3}{\theta^2} - \frac{4C_s}{C_\infty \theta \theta_1} - \frac{2}{\theta R_1' C_\infty} \right)}. \quad (40)$$

Последнее выражение позволяет по известным из динамического эксперимента и из калибровки контура величинам C_s , C_∞ , θ , θ_1 , ω , L , R_1 находить время релаксации поляризации сжатого вещества.

Экспериментальная схема, предложенная в работе [56], дана на рис. 14. Перед опытом от источника питания через резистор R_2 заряжаются конденсаторы C_1 , C_2 и емкость ячейки. Конденсатор C_1 , имеющий емкость много большую, чем ячейка, служит для устранения возможности протекания тока утечки через образец перед опытом. Замыкание в требуемый момент ключа K приводит к ударному возбуждению колебательного процесса в контуре и одновременно — к разряду конденсатора C_2 на резистор R_1 . При этом на последнем формируется импульс напряжения, поступающий на запуск регистрирующего осциллографа. Сигнал с контура снимается через катушку связи L_2 .

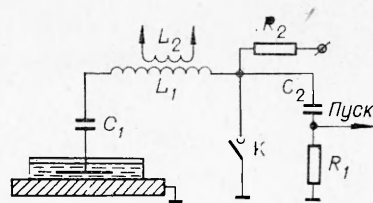


Рис. 14. Схема экспериментов.

Калибровка устройства осуществлялась эталонными конденсаторами, диэлектрические и омические потери в которых пренебрежимо малы. Индуктивность и емкость контура без ячейки находились из графика $1/\omega^2 = f(C)$, где C — емкость эталонного конденсатора. Зависимость θ_1 от ω позволяла по частоте, измеренной в эксперименте, определить соответствующее θ_1 . В качестве примера применения рассмотренного метода можно привести работу [61], в которой диэлектрическая проницаемость и время релаксации поляризации нитроглицерина измерены в функции давления за фронтом ударной волны.

Интересная модификация метода колебательного контура предложена Оувером [55] для определения диэлектрической проницаемости веществ, ударное сжатие которых приводит к возникновению в образце электрической поляризации. Его устройство показано на рис. 15. Основным отличием от схемы рис. 14 является способ возбуждения колебательного процесса в контуре за счет тока ударной поляризации при отсутствии в цепи внешних источников напряжения.

Наряду с исследованием свойств диэлектриков при высоких динамических давлениях метод колебательного контура был модифицирован авторами [62] для определения относительного электросопротивления металлов при ударном сжатии. Соответствующее экспериментальное устройство представляло собой последовательный колебательный контур, логарифмический декремент затухания которого зависит от R_x . Нижний предел измерений сопротивления данным методом определяется паразитными потерями энергии на излучение, в катушке и т. д. и может быть оценен в 10^{-2} Ом. Поскольку время определения величины затухания составляет примерно 2 мкс и не может быть значительно уменьшено без потери точности измерений, в данном случае метод контура не дает преимуществ перед импульсными бесшунтовыми методами измерения малых сопротивлений, рассмотренными выше.

3. **Волноводный метод** измерения СВЧ диэлектрической проницаемости и электропроводности жидкостей при ударном сжатии предложен и осуществлен на примере четыреххлористого углерода в работе [63]. Зондирующая частота составляла 35 ГГц. В экспериментах ударная волна двигалась от короткозамыкающего торцевого металлического экрана вдоль тонкостенного золотого волновода, заполненного исследуемым ве-

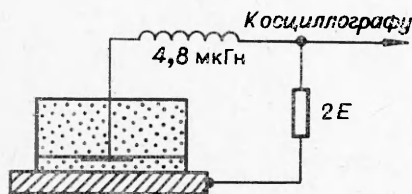


Рис. 15. Схема экспериментов.

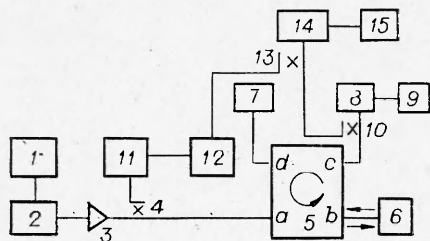


Рис. 16. Схема СВЧ-моста.

ройство 6. Отраженный сигнал выделялся на плече *c* циркулятора. К плечу *d* подсоединялась согласованная нагрузка 7. После циркулятора часть мощности отраженного сигнала подавалась через детектор амплитуды 8 на осциллограф 9. Другая часть, поступающая от направленного ответвителя 10, складывалась с опорной волной. Последняя выделялась направленным ответвителем 4 и проходила последовательно аттенюатор 11, прецизионный фазовращатель 12 и направленный ответвитель 13. Детектор 14 вырабатывал сигнал, пропорциональный квадрату суммы векторов электрического поля отраженной и опорной волн, который регистрировался осциллографом 15.

Таким образом, в экспериментах определялся коэффициент отражения $|N|e^{2i\chi}$ в функции динамического давления. Он позволяет рассчитать ϵ и Σ сжатого вещества. Метод практически не имеет нижней границы измерения ϵ . Верхнюю границу можно оценить из соотношения [63] $\epsilon_{\max} = 2\epsilon_1 / |\Delta N|^2$, где ϵ_1 — диэлектрическая проницаемость исходного вещества; ΔN — разрешение СВЧ-моста. В цитированной работе $\Delta N = 0,01$. Для электропроводности аналогичным образом $\Sigma_{\max} = \omega\epsilon_0\epsilon_1 / |\Delta N|^2$. С другой стороны, минимальная измеряемая электропроводность определяется диэлектрическими потерями в образце и может изменяться в широких пределах. Для неполярного четыреххлористого углерода $\Sigma_{\min} = 4 \cdot 10^{-5} \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ [63].

Согласно [63], сравнение СВЧ электропроводности с данными, полученными при других частотах, может быть полезно для выяснения природы носителей тока в ударно-сжатых веществах. Действительно, если времена релаксации электронного τ_e и ионного τ_u компонентов электропроводности удовлетворяют соотношению $\tau_e < 1/\omega < \tau_u$, где ω — зондирующая частота, на основании соответствующих экспериментов можно сделать вывод о типе электропроводности.

В связи с этим необходимо отметить, что приведенное в [63] значение $\tau_u \approx 10^{-2} \div 10^{-7}$ с по крайней мере для жидкостей сильно завышено. Для растворов электролитов гидродинамическая теория движения ионов (см., например, [64]) дает $\tau_u \approx 10^{-13} \div 10^{-14}$ с. Соответствующая частота лежит в инфракрасной области спектра. Поэтому электропроводность электролита, измеренная в микроволновом диапазоне, должна мало отличаться от ее статического значения. Этот факт учитывается при исследовании электролитов на СВЧ (например [65]).

Поступила в редакцию
2/VIII 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. В. Альтшулер. УФН, 1965, 85, 2.
2. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
3. M. Rice, R. McQueen, J. Walsh. Solid State Physics, v. 6. N. Y.—L., Academic Press, 1958.
4. D. G. Doran, R. K. Linde. Solid State Physics, v. 19. N. Y.—L., Academic Press, 1966.

5. Высокоскоростные ударные явления. М., «Мир», 1973.
6. С. Б. Кормер. УФН, 1968, **94**, 4.
7. F. E. Allison. J. Appl. Phys., 1965, **36**, 7.
8. G. E. Hauver. J. Appl. Phys., 1965, **36**, 7.
9. В. Н. Минеев, А. Г. Иванов. УФН, 1976, **119**, 1.
10. В. В. Якушев, О. К. Розанов, А. Н. Дремин. ЖЭТФ, 1968, **54**, 2.
11. В. В. Якушев, А. Н. Дремин. ЖФХ, 1971, **45**, 1.
12. J. M. Walsh, M. H. Rice. J. Chem. Phys., 1957, **26**, 4.
13. H. G. David, A. H. Ewald. Austral. J. Appl. Sci., 1960, **11**, 3.
14. A. H. Ewald, S. D. Hamann. Appl. Phys. Letters, 1963, **2**, 3.
15. R. A. Plauson, H. D. Mallogy. J. Appl. Phys., 1964, **35**, 3.
16. C. F. Petersen, J. T. Rosenberg. J. Appl. Phys., 1969, **40**, 7.
17. O. B. Yakusheva, V. V. Yakushev, A. N. Dremin. High. Temp.—High. Press., 1971, **3**, 3.
18. E. S. Gaffney, T. J. Ahrens. Bull. Amer. Phys. Soc., 1972, **17**, 11.
19. О. Б. Якушева. Канд. дис. ОИХФ АН СССР. Черногловка, 1972.
20. H. S. Yadav, D. S. Murty a. o. J. App. Phys., 1973, **44**, 5.
21. P. A. Urtiev. J. Appl. Phys., 1974, **45**, 8.
22. G. H. Bloom, R. N. Keeler. J. Appl. Phys., 1974, **45**, 3.
23. Л. В. Альтшулер, Л. В. Кулешова, М. Н. Павловский. ЖЭТФ, 1960, **39**, 1.
24. A. C. Mitchell, R. N. Keeler. Rev. Sci. Instrum., 1968, **39**, 4.
25. M. I. Kovel. Lawrence Livermore Laboratory Rept. UCRL-51367, 1973.
26. T. J. Ahrens. J. Appl. Phys., 1966, **37**, 7.
27. W. Murri, D. G. Doran. Project No. PGU-4100, Final Report Stanford Research Institute, Menli Park, California, 1965.
28. В. В. Якушев, С. С. Набатов, О. Б. Якушева. ФГВ, 1974, **10**, 4.
29. J. J. Dick, D. L. Styrig. J. Appl. Phys., 1975, **46**, 4.
30. Р. Килер, Е. Ройс.—В сб.: Физика высоких плотностей энергии. М., «Мир», 1974.
31. D. F. Grady. Rev. Sci. Instrum., 1969, **40**, 11.
32. A. S. Kusubov, M. van Thil. J. Appl. Phys., 1969, **40**, 9.
33. D. D. Keough, J. Y. Wong. J. Appl. Phys., 1970, **41**, 8.
34. Б. Д. Христофоров, Е. Э. Голлер и др. ФГВ, 1971, **7**, 4.
35. А. Н. Дремин, Г. И. Канель. ФГВ, 1972, **8**, 1.
36. A. R. Champion. J. Appl. Phys., 1972, **43**, 5.
37. А. Г. Иванов, Ю. Н. Тюняев и др. ФГВ, 1969, **5**, 3.
38. А. Г. Иванов, В. Н. Минеев и др. Письма в ЖЭТФ, 1968, **7**, 10.
39. Л. В. Кулешова. ФТТ, 1969, **11**, 5.
40. А. А. Бриш, М. С. Тарасов, В. А. Цукерман. ЖЭТФ, 1959, **37**, 6.
41. M. A. Cook. The Science of High Explosives. L., 1958.
42. R. Shall, K. Vollarath. Les ondes de détonation. Ed. du Centre Nat. de la Rech. Sci., Paris, 1962.
43. R. L. Jameson, S. J. Lukasic, B. J. Pernik. J. Appl. Phys., 1964, **35**, 3.
44. В. Hayes. X-th Symposium (International) on Combustion. The Combustion Inst., Pittsburgh, 1965.
45. А. Д. Зинченко, В. Н. Смирнов, А. А. Чвилева. ФГВ, 1971, **7**, 3.
46. А. П. Ершов, П. И. Зубков, Л. А. Лукьянчиков.—В сб.: Динамика сплошной среды. Вып. 8. Новосибирск, 1971.
47. П. И. Зубков, Л. А. Лукьянчиков, Б. С. Новоселов. ФГВ, 1971, **7**, 2.
48. А. П. Ершов.—В сб.: Динамика сплошной среды. Вып. 11. Новосибирск, 1972.
49. А. П. Ершов, П. И. Зубков, Л. А. Лукьянчиков. ФГВ, 1974, **10**, 6.
50. А. Г. Антипенко, А. Н. Дремин, В. В. Якушев. Докл. АН СССР, 1975, **225**, 5.
51. А. П. Ершов, П. И. Зубков, Л. А. Лукьянчиков. Химическая физика процессов горения и взрыва. М., «Наука», 1977.
52. А. Н. Дремин, А. Н. Михайлов. ФГВ, 1973, **9**, 3.
53. А. Г. Иванов, Е. З. Новицкий. ПМТФ, 1966, 5.
54. В. А. Летагин, В. С. Соловьев, М. М. Бойко. ФГВ, 1970, **6**, 4.
55. G. E. Hauver. V-th Symposium (International) on Detonation. Office of Naval Research—Department of the Navy, 1970.
56. В. В. Якушев, С. С. Набатов, А. Н. Дремин.—В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
57. В. В. Якушев, С. С. Набатов, А. Н. Дремин. ЖЭТФ, 1975, **69**, 10.
58. В. Hayes. Rev. Sci. Instrum., 1975, **46**, 12.
59. В. Браун. Диэлектрики. М., ИЛ, 1961.
60. С. С. Набатов, В. В. Якушев. Метрология, 1976, **9**, 62.
61. С. С. Набатов, В. В. Якушев, А. Н. Дремин. ФГВ, 1976, **12**, 2.
62. Л. А. Гатилов, В. Н. Зубарев, А. Н. Шуйкин. Доклады I Всесоюзного симпозиума по импульсным давлениям. Т. 1. М., 1974.
63. R. S. Hawke, A. C. Mitchell, R. N. Keeler. Rev. Sci. Instrum., 1969, **40**, 5.
64. Т. Эрдей-Груз. Явления в водных растворах. М., «Мир», 1976.
65. П. С. Ястремский. Ж. структ. химии, 1961, **2**, 3.