СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Хинце И. О. Турбулентность. М., 1963. [2] Петров В. П., Сугрей В. И.// //Приб. и техн. эксперимента. 1985. № 6. С. 192. [3] Петров В. П., Сугрей В. И., Щевьев Ю. Л.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1984. 25, № 6. С. 77. [4] Ямпольский А. П.//Океанология. 1965. 5, № 5. С. 769. [5] Дженкинс Г., Ваттс Д. Спектральный анализ и его приложения. М., 1971. Вып. 1; 1972. Вып. 2.

Поступила в редакцию
14.08.87

После переработки
30.11.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 1

УДК 621.317.335.3+537.226.2

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЖИДКИХ ДИЭЛЕКТРИКОВ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ МЕЖДУ ПРОВОДЯЩИМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

А. А. Белов, А. А. Усанов, М. В. Щетинин

(кафедра физики колебаний)

На примере н-гептана проведено исследование механизмов поляризации жидких диэлектриков в электрическом поле между проводящими электродами. Исследованы механизмы поляризации с характерными временами в интервале от 1 до $2\cdot10^4$ с.

В работе [1] при исследовании комплексной диэлектрической проницаемости н-гептана в области сверхнизких частот было обнаружено, что на частотах $f<0{,}1$ Гц действительная ε' и мнимая ε'' части комплексной диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega)=\varepsilon'+i\varepsilon''$ увеличиваются с понижением частоты. Обработка результатов измерений позволила авторам [1] утверждать, что замеченное увеличение с понижением частоты соответствует высокочастотному краю дебаевской области дисперсии (центр ее расположен в области частот $f<0{,}01$ Гц), исследование которой с помощью аппаратуры, использованной в [1], было невозможно.

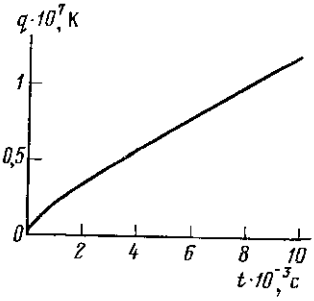
Результаты, подобные описанным в [1], получены нами и при исследовании других жидких диэлектриков, в частности гексана и четыреххлористого углерода. По-видимому, такое поведение жидких диэлектриков в области сверхнизких частот является общей закономерностью.

Теоретическое объяснение описанного в [1] увеличения диэлектрической проницаемости жидких диэлектриков на сверхнизких частотах предложено в [2]. В соответствии с [2] в области сверхнизких частот необходимо принимать во внимание перескоки сольватированных электронов из одной ловушки в другую под действием электрического поля. Вследствие этого с понижением частоты электрического поля поляризуемость диэлектрика увеличивается, причем в диэлектрическом спектре должно наблюдаться не менее двух областей дисперсии, отличающихся временами релаксации. Наличие нескольких областей дисперсии не было зафиксировано в [1] вследствие ограниченности диапазона исследованных частот и несовершенства методи-

ки экспериментального исследования. Цель данной работы — исследование механизмов поляризации жидких диэлектриков в области частот более низких, чем в [1], с применением более совершенной методики эксперимента.

В данной работе исследования охватывали диапазон частот 1 Гц $\gg f \gg 10^{-4}$ Гц и проводились методом временной спектроскопии. При этом к измерительному конденсатору, заполненному исследуемой жидкостью, в определенный момент времени подключается постоянное напряжение и регистрируется функция отклика, представляющая собой зависимость от времени заряда, втекающего в конденсатор, начиная с момента включения напряжения.

Измерительная установка, конструкция измерительного конденсатора и системы термостабилизации описаны в [3]. Типичный график зависимости заряда от времени $q_э(t)$, полученный экспериментально при исследовании н-гептана при температуре 45° С (рисунок), показывает, что после подключения напряжения к конденсатору заряд последнего сначала увеличивается скачком. Скачок вызван зарядом паразитной емкости измерительного конденсатора и протеканием быстрых процессов поляризации исследуемого диэлектрика. Следующее за скачком сравнительно плавное увеличение заряда обусловлено протеканием более медленных процессов поляризации. По окончании этих процессов заряд, протекающий через конденсатор, линейно растет во времени со скоростью, определяемой проводимостью диэлектрика для постоянного тока.



Зависимость заряда от времени, полученная экспериментально

Расшифровка функции отклика проводилась в предположении, что в измерительном конденсаторе одновременно протекают несколько простых релаксационных процессов. Если число таких процессов обозначить N, их времена релаксации τ_i, инкременты ΔQ_i, ток проводимости конденсатора I_0, то теоретическая функция отклика должна иметь вид

$$q_т(t) = Q_0 + \sum_{i=1}^{N} \Delta Q_i \left[1 - \exp(t/\tau_i)\right] + I_0 t, \qquad (1)$$

где $Q_0 = U_0(C_п + \varepsilon_\infty C_p)$, U_0 — величина подключаемого к конденсатору постоянного напряжения, C_p — рабочая емкость измерительного конденсатора, $C_п$ — паразитная емкость измерительного конденсатора, ε_∞ — диэлектрическая проницаемость исследуемой жидкости для высоких частот (в данном случае для частот $f \gg 1$ Гц), $\Delta Q_i = C_p U_0(\varepsilon_{si} - \varepsilon_{\infty i})$ — инкремент i-го релаксационного процесса, ε_{si} и $\varepsilon_{\infty i}$ — соответственно низкочастотный и высокочастотный пределы диэлектрической проницаемости в i-й дебаевской области дисперсии. Считая, что процессы, проявляющиеся в функции отклика, характеризуются существенно различными временами релаксации, весь интервал времени, в течение которого производится измерение заряда $q_э(t)$, можно разбить на N последовательных отрезков, на каждом из которых изменение $q_э(t)$ главным образом обусловлено током прямой проводимости I_0 и протеканием какого-либо одного релаксационного процесса, причем остальные релаксационные процессы либо уже практически закончились, либо еще находятся в начальной стадии.

В соответствии с этим на последнем N-м отрезке времени экспериментально полученная зависимость $q_э(t)$ аппроксимируется выражением

$$f_N(t) = \alpha - \Delta Q_N \exp(-t/\tau_N) + I_0 t. \qquad (2)$$

Правая граница N-го отрезка времени совпадает с моментом $t_к$ окончания регистрации отклика $q_э(t)$, а коэффициенты α, ΔQ_N, τ_N, I_0 и левая граница N-го отрезка времени подбираются по минимальной величине среднеквадратичного отклонения аппроксимирующей функции от $q_э(t)$ на всем протяжении N-го отрезка времени. Величина τ_N в (2) имеет смысл времени релаксации самого длительного из наблюдаемых в отклике $q_э(t)$ релаксационных процессов, ΔQ_N — инкремент этого процесса, а постоянная α связана с коэффициентами выражения (1) соотношением

$$\alpha = Q_0 + \sum_{i=1}^{N} \Delta Q_i.$$

Затем выражение (2) вычитается из $q_э(t)$ и полученная зависимость $q_{N-1}(t)$ аппроксимируется на следующем $(N-1)$-м отрезке времени выражением $f_{N-1}(t) = -\Delta Q_{N-1} \exp(-t/\tau_{N-1})$. При этом в качестве правой границы $(N-1)$-го отрезка времени используется найденная выше левая граница N-го отрезка, а левая граница $(N-1)$-го отрезка так же, как величины времени релаксации τ_{N-1} и инкремента ΔQ_{N-1}, подбираются по минимальной величине среднеквадратичной ошибки аппроксимации на $N-1$-м отрезке.

Аппроксимация на $(N-2)$-м и всех следующих отрезках времени проводится так же, как на $(N-1)$-м отрезке. Процесс аппроксимации оканчивается, когда будет охвачен весь интервал времени от $t_к$ до нуля.

Проведенные исследования показали, что обнаруженная в [1] область дисперсии на самом деле является суперпозицией нескольких простых дебаевских областей. В частности, обработка кривой, показанной на рисунке, позволила выделить на интервале времени длительностью $2 \cdot 10^4$ с три различных релаксационных процесса, времена релаксации и релаксационные силы которых сведены в таблицу. Относительное отклонение аппроксимирующей функции от экспериментальной кривой не превышало 1,5% на протяжении всего времени измерения.

τ_i, с	$\varepsilon_{si} - \varepsilon_{\infty i}$
23 ± 4	33 ± 6
$1{,}8 \cdot 10^2 \pm 0{,}4 \cdot 10^2$	83 ± 15
$1{,}6 \cdot 10^3 \pm 0{,}4 \cdot 10^3$	110 ± 20

Таким образом, в результате проделанной работы экспериментально показано, что поляризация жидких диэлектриков в области сверхнизких частот осуществляется за счет одновременного протекания нескольких процессов с различными временами релаксации. Для н-гептана измерены времена релаксации и релаксационные силы. Результаты данной работы согласуются с предложенным в [2] теоретическим описанием процесса поляризации жидких диэлектриков в области сверхнизких частот на основе представлений о перескоках сольватированных электронов под действием электрического поля из одной ловушки в другую.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Белов А. А., Сафонов В. А., Хвостиков В. А.//Журн. физ. химии. 1986. 60, № 5. С. 1253. [2] Белов А. А., Шахпаронов М. И.//Журн. физ. химии. 1987. 61, № 10. С. 2848. [3] Белов А. А., Потемкин В. В., Усанов А. А., Щетинин М. В. Деп. ВИНИТИ № 5049. М., 1985.

Поступила в редакцию
26.10.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 1

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 537.611.46

СВЕРХТОНКИЕ ПОЛЯ В СОЕДИНЕНИЯХ $Gd(Fe_{1-x}M_x)_2$

А. К. Куприянов

(кафедра общей физики для естественных факультетов)

Показано, что «наведенные» на ядрах Gd поля обусловлены не только поляризацией электронов проводимости, но и дополнительной обменной поляризацией атомного остова иона РЗМ, возникающей как следствие межподрешеточного обменного взаимодействия.

В фазах Лавеса, образованных железом и тяжелыми редкоземельными металлами (ТРЗМ), на ядрах последних существуют сверхтонкие поля порядка 100 Тл, которые принято объяснять влиянием $3d$-атомов [1]. Подробное изучение этих полей в соединениях $GdFe_2$ показывает, что на самом деле они обусловлены почти в равной мере и $4f$-подрешеткой, и величина «наведенных» атомами $3d$-металла сверхтонких полей снижается вдвое [2]. Наиболее вероятным источником таких наведенных полей можно считать поляризованные обменным взаимодействием электроны проводимости [3]. Привлечение этого механизма позволило объяснить целый ряд свойств соединений железо — иттрий [4, 5]. Для соединений гадолиния применение этой модели дает менее удовлетворительное согласие с экспериментом. Это связано с тем, что в соединениях с гадолинием кроме прямого обмена железо—железо появляются еще два типа обменных взаимодействий: редкая земля (РЗ)—железо и РЗ—РЗ, стимулируя тем самым возникновение других вкладов в общее значение сверхтонких полей на ядрах Gd.

Для выявления роли этих новых вкладов и выяснения их природы в настоящей работе было предпринято изучение сверхтонких полей на ядрах гадолиния в соединениях $GdFe_{1,9}M_{0,1}$, где M=Al, Cu, Co, Ni и Re. Первые два металла немагнитны, и замещение ими атомов железа эквивалентно выключению последних из анализа механизма наведения. Вместе с этим медь, кобальт и никель являются элементами $3d$-переходной группы, т. е. для них сохраняется понятие $3d$-зоны. Наконец, рений имеет недостроенную $5d$-оболочку, подмагничивание которой создает более сильную обменную поляризацию s-оболочек атомов по сравнению с $3d$-уровнями. Образцы исследованных сплавов приготовлялись по стандартной методике в индукционной печи в атмосфере очищенного гелия с последующим гомогенизирующим отжигом. Рентгеноструктурный анализ показал, что все наблюдаемые ре-