

03;07;09;12

©1995

**ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ СВЧ
ИНДУЦИРОВАННОГО АНТИСТОКСОВОГО
ВЫНУЖДЕННОГО РАССЕЯНИЯ
МАНДЕЛЬШТАМА-БРИЛЛЮЭНА
В ЖИДКОМ ЭЛЕКТРОЛИТЕ**

К.А.Боярчук, Ю.П.Свирко, К.Ф.Шпилов

Предложенная недавно акустооптическая методика мониторинга радиоактивного загрязнения нижних слоев атмосферы [1-3], основанная на измерении степени ионизации путем СВЧ модуляции вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ), представляется эффективным способом контроля. Как показывают оценки, в гетеродинном режиме [4] измеримыми оказываются концентрации ионов до 10^7 см^{-3} , всего на два-три порядка превышающие фоновые [5]. Однако проведение эксперимента по СВЧ модуляции вынужденного рассеяния света в ионизированной атмосфере в настоящее время затруднено по понятным причинам: для возбуждения ВРМБ в газах при атмосферном давлении, где инкремент не превышает 10^{-5} см/Вт [6], длина взаимодействия должна составлять десятки метров. Поэтому детальное исследование возможностей предложенного метода целесообразно провести в жидкости, где наблюдение явления вынужденного рассеяния света не составляет труда [7]. Наиболее естественный объект здесь — слабые электролиты.

В настоящем сообщении обсуждены возможности реализации эффекта СВЧ модуляции ВРМБ в жидком электролите.

Благодаря различию коэффициентов трения анионов и катионов электролита, их колебания в продольной звуковой волне будут иметь различные амплитуду и фазу, что приводит к возникновению дипольного момента на той же частоте. Таким образом, и в электролите генерируется электромагнитное поле на частоте акустической волны, величина которого определяется амплитудой звуковой волны и подвижностями ионов. Этот эффект был предсказан Дебаем [8,9] и зарегистрирован в килогерцовом диапазоне частот в водном растворе NaCl [10]. Напряженность электрического поля, однако, здесь мала, что связано как с недостаточной мощностью существующих акустических источников в этом диапазоне, так и с большой (десятки и сотни метров) длиной электромагнитной волны. Естественно ожидать, что при оптическом возбуждении гиперзвука [2,7], когда частота колебаний ионов лежит в гигагерцовом диапазоне, а плотность мощности акустической волны может достигать десятков киловатт на квадратный сантиметр, указанные ограничения могут быть смягчены.

Как показано в [2,3], движение ионов в гиперзвуковой волне может быть промодулировано с помощью внешнего электрического поля. Если частота этого поля в два раза больше частоты гиперзвуковой волны ($\Omega = 4\pi nu/\lambda$, где n и u — коэффициент преломления и скорость звука в электролите, λ — длина световой волны), в процессе вынужденного рассеяния усиливается как световая волна на стоксовой ($\omega_s = \omega - \Omega$), так и антистоксовой ($\omega_a = \omega + \Omega$) частотах. Интенсивность последней определяется концентрацией заряженных частиц в среде и, следовательно, может быть использована для ее измерения.

Если интенсивность лазерной накачки превышает порог ВРМБ, то интенсивности $I_{s,a}$ световых волн на стоксовой и антистоксовой частотах равны [2-4]:

$$I_s = (r/g) \exp(GL); \quad (1)$$

$$I_a = (r/g) + \mu I_s, \quad (2)$$

где r — коэффициент спонтанного рассеяния на единицу длины [7], $g = [\rho(\partial\epsilon/\partial\rho)]^2 / 2\eta\epsilon c$ — инкремент ВРМБ, η — коэффициент вязкости, $\epsilon = n^2$, c — скорость света, $G = gl_p$ — коэффициент усиления, I_p — интенсивность накачки, L — длина среды. Коэффициент μ задает эффективность перекачки энергии из стоксовой в антистоксову компоненту вол-

ны рассеяния [3] в присутствии внешнего электрического поля на частоте $F = \Omega/\pi$, напряженность которого равна E_m :

$$\mu = (1/2)(\epsilon N E_m \lambda^2 / 16\pi n^2 \eta u) \times \left[(1 + i(\nu_-/\Omega))^{-1} - (1 + i(\nu_+/\Omega))^{-1} \right]^2. \quad (3)$$

Здесь N — концентрация ионов, ν — обратное время затухания колебаний катионов и анионов в электролите, ϵ — элементарный заряд. Первое слагаемое в (2) определяет обусловленную спонтанным рассеянием интенсивность фона на антистоксовой частоте. Таким образом, необходимым условием наблюдения эффекта является превышение интенсивности волны на антистоксовой частоте волны над интенсивностью фона.

Учитывая, что в водном электролите $\nu \simeq 10^{13} \text{ с}^{-1}$ [10,11], а частота гиперзвуковой волны $F \simeq 10^{10} \text{ с}^{-1}$ при возбуждении рассеяния световой волной видимого или ближнего ИК диапазона, (3) можно упростить:

$$\mu = (1/2) [(\epsilon N E_m \lambda / 4\pi n \eta) (\nu_-^{-1} - \nu_+^{-1})]^2. \quad (4)$$

Как следует из (4), СВЧ возбуждение повышает интенсивность сигнала на антистоксовой частоте в два раза при $\mu \exp(GL) = 1$, что может рассматриваться как порог регистрации эффекта. Поскольку порог ВРМБ определяется условием $GL = 30$, то для достижения значения $\Delta = 1$ получаем минимально требуемый коэффициент преобразования $\mu \simeq 9 \cdot 10^{-14}$, при котором, как следует из [4], плотность мощности СВЧ в электролите должна быть порядка 10 Вт/см^2 . Однако понятно, что такого коэффициента преобразования недостаточно для достижения реально измеримых значений интенсивности световой волны на антистоксовой частоте.

В лабораторном эксперименте предпочтительней оказывается описанная в [2] схема четырехволнового смешения в СВЧ поле, когда гиперзвуковая волна в среде возбуждается благодаря формированию в электролите бегущей решетки плотности при взаимодействии двух световых волн на частотах ω и $\omega - \Omega$. В этом случае электрическое поле на частоте Ω/π приведет к появлению световой волны на антистоксовой частоте, амплитуда которой равна [2]:

$$E_a/E_s = [(\rho_0 \epsilon / \rho)^2 \epsilon N L \lambda / 16\pi n u c \eta^2] (\nu_+^{-1} - \nu_-^{-1}) E_m I_p. \quad (5)$$

Вещество	n	u , м/с	nu	Λ , см при $\lambda = 1.06$ мкм	Λ , см при $\lambda = 0.53$ мкм
Этиловый эфир	1.364	1051	1433	5.55	2.78
Метиловый спирт	1.338	1102	1474	5.39	2.695
Четырех- хлористый углерод	1.472	1007	1482	5.36	2.68
Ацетон	1.368	1144	1565	5.07	2.54
Этиловый спирт	1.369	1160	1588	5.01	2.5
Вода	1.334	1457	1940	4.09	2.05
Толуол	1.513	1317	1994	3.98	1.99
Бензол	1.522	1464	2228	3.57	1.78

Таким образом, для водного электролита с концентрацией около 1%, у которого $\eta = 0.01$ Пз, $n = 1.5$, $N = 3 \cdot 10^{20}$ см⁻³, $u = 1.5 \cdot 10^5$ см/с, получаем для $\lambda = 1$ мкм, $L = 10$ см:

$$r = I_a/I_s \simeq 10^{-23} P_m [\text{Вт/см}^2] (I_p [\text{Вт/см}^2])^2, \quad (6)$$

где P_m — плотность мощности СВЧ волны. Таким образом, коэффициент отражения по интенсивности при $I_p = 100$ МВт/см² составляет около 10^{-7} , т. е. возможна регистрация отраженной волны ($I_s \simeq 10^{-2} I_p \simeq 1$ МВт/см², $I_a \simeq 10^{-7} I_s \simeq 10^{-1}$ Вт/см²), энергия в импульсе которой порядка наноджоуля.

Выбор электролита определяется наличием подходящих источников СВЧ и оптического излучения. В таблице приведены характеристики ряда жидкостей, а также требуемые длины волн. С практической точки зрения наиболее удобными являются водные электролиты. Требуемые здесь длины волн СВЧ излучения составляют $\Lambda = 4.09$ и $\lambda = 2.045$ см при длинах волн оптического возбуждения $\lambda = 1.06$ и $\lambda = 0.53$ мкм соответственно.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований.

Список литературы

- [1] Боярчук К.А., Кулешов Ю.П., Лятов Г.А., Свирко Ю.П. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. В. 8. С. 5.
- [2] Боярчук К.А., Лятов Г.А., Свирко Ю.П. // ЖТФ. 1993. Т. 62. В. 11. С. 96.
- [3] Boyarchuk K.A., Lyakhov G.A., Svirko Yu.P. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1993. V. 26. P. 1561.
- [4] Svirko Yu.P., Boyarchuk K.A., Lyakhov G.A. Proceedings of the International Conference on Microwave (M-94). London, 1994. Sec. 5 c. 118 p.
- [5] Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д. Нелинейная оптика атмосферы. Л., 1989. 256 с.
- [6] Fleagle R.G., Businger J.A. An Introduction to atmospheric physics. New York: Academic Press, 1980.
- [7] Старунов В.С., Фабелинский И.Л. // УФН. 1969. Т. 98. С. 441.
- [8] Debye P. // J. Chem. Phys. 1933. V. 1. P. 13.
- [9] Стюэр Дж., Егер Э. Физическая акустика / Под ред. У. Мэзона. М., 1968. Т. 2. Ч. А. С. 371.
- [10] Малахов А.Н., Черепенников В.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1984. Т. 27. С. 1349.
- [11] Лятов Г.А., Свирко Ю.П. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 1. С. 51.

Институт общей физики
Москва

Поступило в Редакцию
27 октября 1994 г.
