

Расчёт акустооптического качества и максимального значения упругооптической постоянной жидкостей

П.А. Никитин^{1,2*}

¹Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН
Россия, 117342, Москва, ул. Бутлерова, д. 15

²Национальный исследовательский университет «МЭИ», кафедра физики им. В.А. Фабриканта
Россия, 111250, Москва, ул. Красноказарменная, д. 14
(Поступила в редакцию 05.07.2024; подписана в печать 15.07.2024)

Теоретически исследованы упругооптические свойства жидкостей на основе первопринципов акустооптики. Получено соотношение для расчета упругооптической постоянной жидкостей с использованием только показателя преломления. Определены значения показателя преломления, соответствующие максимальной упругооптической постоянной для полярных и неполярных жидкостей. Проведены расчеты примерно для 100 жидкостей и сопоставлены с известными экспериментальными данными. Данное исследование существенно расширяет понимание акустооптического эффекта и имеет практическое применение для прогнозирования упругооптической постоянной жидкости и оценки её дисперсии.

PACS: 42.79.Jq, 43.35.Sx УДК: 535.36, 534.23

Ключевые слова: акустооптика, упругооптическая постоянная, жидкость.

ВВЕДЕНИЕ

Акустооптические (АО) устройства сейчас широко применяются во многих областях, таких как системы оптической обработки информации, медицина и лазерная техника [1–3]. Благодаря наведению фазовой структуры в среде ультразвуковой волной АО устройства позволяют изменять в реальном времени параметры пучка излучения. Наилучших результатов удалось добиться при использовании двулучепреломляющих монокристаллов в качестве среды АО взаимодействия [4]. Двулучепреломляющие кристаллы характеризуются также выраженной акустической анизотропией, что позволяет подобрать оптимальные направления распространения звукового и светового пучков для конкретной задачи.

Энергоэффективность АО устройств характеризуется коэффициентом M_2 АО качества среды, в которой происходит АО взаимодействие. Данный коэффициент является функцией, скорости звука V , компонент p_{ij} тензора упругооптических постоянных [5], показателя преломления n и плотности ρ . В случае оптически изотропных сред формула для АО качества имеет вид [4]:

$$M_2 = \frac{p^2 n^6}{\rho V^3}, \quad (1)$$

где n — фотоупругая постоянная оптически изотропной среды.

Упругооптическая постоянная p связана с упругооптическим коэффициентом $\rho \frac{\partial n}{\partial \rho}$, а также с $\rho \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho}$ следующими соотношениями [6]:

$$p = \frac{2}{n^3} \left(\rho \frac{\partial n}{\partial \rho} \right), \quad p = \frac{1}{n^4} \left(\rho \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right), \quad (2)$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость среды.

Из литературы известно, что значение упругооптической постоянной p меньше единицы [7], однако причины этого до сих пор не установлены. Данный факт имеет фундаментальное значение и требует тщательного исследования. В работе сделана оценка максимального значения p и получено соотношение для АО качества M_2 неполярной жидкости с использованием полученных соотношений для упругооптической постоянной.

1. ОБЗОР МОДЕЛЕЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ

Зависимость показателя преломления n от плотности ρ является нелинейной и, кроме этого, в неё неявно входит температура и давление. В большинстве работ получены соотношения между ϵ и ρ , а также выражения для упруго-оптического коэффициента $\rho \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho}$. Используя (2), мы вывели выражения для упругооптической постоянной p .

В рамках простейшей модели справедлива формула Лорентц–Лоренца [8, 9], которую также называют соотношением Клазиуса–Мазотти [10, 11]:

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \propto \rho, \quad p = \frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)}{3n^4}. \quad (3)$$

Выделим допущения, сделанные при выводе формулы Лорентц–Лоренца. Во-первых, считается, что молекулы обладают сферической формой. Во-вторых, пренебрегается дипольной поляризуемостью, вызванной вращением молекул-диполей. Наконец, не учитывается влияние соседних молекул друг на друга.

Рокардом была предложена аппроксимация формулы Лорентц–Лоренца в предположении, что $(\epsilon + 2)$ в (3)

* nikitin.pavel.a@gmail.com

можно считать константой [12]:

$$\varepsilon - 1 \propto \rho, \quad p = \frac{n^2 - 1}{n^4}. \quad (4)$$

Для расчёта показателя преломления жидкостей используется формула Онсагера [13, 14], которая в некоторых работах ошибочно называется правилом Остера [15, 16]. Молекулы, как и в модели Лорентц–Лоренца, считаются сферическими, но обладающими точечным дипольным моментом, расположенным в центре сферической полости (полость Онсагера):

$$\frac{(\varepsilon - 1)(2\varepsilon + 1)}{\varepsilon} \propto \rho, \quad p = \frac{(n^2 - 1)(2n^2 + 1)}{(2n^4 + 1)n^2}. \quad (5)$$

Для более точного описания полярных жидкостей в модели Кирквуда был введён g -фактор, учитывающий короткодействующее межмолекулярное взаимодействие [17, 18], что позволило получить следующее выражение [19]:

$$\varepsilon - 1 \propto \rho(1 + a\rho), \quad p = \frac{(n^2 - 1)(2n^2 + 1)}{(n^2 + 2)n^4}. \quad (6)$$

При усовершенствовании модели Кирквуда Ниедрич предположил, что молекулы не являются идентичными и локальное электрическое поле определяется только диэлектрической проницаемостью и не зависит от температуры и плотности [19]:

$$\frac{(\varepsilon - 1)(2\varepsilon + 1)}{\varepsilon} \propto \rho \exp(b\rho^2), \quad (7)$$

$$p = \frac{(n^2 - 1)(2n^2 + 1)}{(n^2 + 2)n^4} \frac{3(n^4 + 2)}{(2n^2 + 1/n^2)(n^2 + 2)}.$$

Проутиере [20–22] показал, что аппроксимация локального электрического поля должна делаться после усреднения молекулярного дипольного момента и что этот момент не зависит от флуктуаций плотности [23]. В работах [24, 25] было установлено, что эта модель даёт более точные результаты, чем другие модели:

$$(\varepsilon - 1) \frac{(2\bar{\varepsilon} + 1)(\bar{\varepsilon} + 2) - 2(\bar{\varepsilon} - 1)^2/\bar{N}\bar{v}}{\bar{\varepsilon}(\bar{\varepsilon} + 2)} \propto \rho, \quad (8)$$

$$p = \frac{n^2 - 1}{n^4} \left[1 + 2 \frac{n^2 + 2}{3} \left(\frac{n^2 - 1}{3n} \right)^2 \right], \quad (9)$$

где плотность ρ пропорциональна числу N молекул в единице объёма; v — объём полости Онсагера; черта над параметром означает среднее значение в объёме жидкости.

Как видно, на сегодняшний день разработано множество моделей, описывающих фотоупругий эффект. Остаётся упомянуть эмпирические соотношения: формула Гладстона–Дейла [16, 26]:

$$\sqrt{\varepsilon} - 1 \propto \rho, \quad p = \frac{2(n - 1)}{n^3}, \quad (10)$$

формула Эйкмана [21], которая справедлива для $1.35 < n < 1.5$ [27]:

$$\frac{\varepsilon - 1}{\sqrt{\varepsilon} + 0.4} \propto \rho(1 + a\rho), \quad p = \frac{2(n^2 - 1)(n + 0.4)}{n^3(n^2 + 0.8n + 1)}, \quad (11)$$

и формула Вахида [12] для $1.3 < n < 1.6$:

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon^{1/3}} \propto \rho, \quad p = \frac{3(n^2 - 1)}{n^2(2n^2 + 1)}. \quad (12)$$

Как правило, рассмотренные модели используются для расчёта диэлектрической проницаемости жидкости. Проверка моделей (всех за исключением модели Проутиере) в эксперименте по сжатию жидкостей до давления 14 кбар показала, что модель Лорентц–Лоренца даёт наибольшую погрешность (около 10%), а формула Ниедрича — наименьшую (около 5%) [19, 28]. В тоже время в работе [24] показано, что для полярной жидкости (вода) формула Проутиере даёт более точный результат (погрешность около 2%), чем формула Ниедрича. Детальное сравнение моделей приводится в следующем разделе.

2. СРАВНЕНИЕ МОДЕЛЕЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ

Рассмотренные модели достаточно хорошо описывают связь диэлектрической проницаемости ε и плотности среды ρ . В тоже время интересно детальное сравнение всех этих моделей применительно к расчёту упругооптической постоянной p . Для этих целей было проведено сравнение теоретических зависимостей (3)–(12) с экспериментальными данными [11, 21]. Отметим, что данные для одной и той же жидкости разнятся на 5–10%. Более того, динамическая упругооптическая постоянная может быть даже в 2 раза меньше, чем статическая упругооптическая постоянная [29].

Согласно формулам (3)–(12), производная диэлектрической проницаемости по плотности $\partial\varepsilon/\partial\rho$ при $\varepsilon \gg 1$ оценивается от некоторой постоянной ($\partial\varepsilon/\partial\rho \approx \text{const}$; модели Рокарда и Онсагера), которая определяется поляризуемостью среды, до линейной зависимости от показателя преломления ($\partial\varepsilon/\partial\rho \propto n$; модель Гладстона–Дейла) и даже до существенно нелинейной функции ($\partial\varepsilon/\partial\rho \propto n^4$; модель Лорентц–Лоренца). Однако в рассмотренных зависимостях упругооптической постоянной от показателя преломления есть общая черта. Важно отметить, что в большинстве рассмотренных моделей упругооптическая постоянная p сначала линейно возрастает с увеличением показателя преломления n по закону $p \approx 2(n - 1)$, а при $n > 1.6$ убывает $p \propto 1/n^2$. Анализ рассмотренных моделей позволил определить значение показателя преломления n_{opt} , которому соответствует максимальное значение p_{max} упругооптической постоянной. Результаты приведены в таблице.

Таблица. Оптимальный показатель преломления и максимальная упругооптическая постоянная для различных моделей

модель	Лорентц	Рокард	Онсагер	Кирквуд	Ниедрич	Гладстон	Эйкман	Вахид
n_{opt}	2.000	1.414	1.421	1.547	1.625	1.500	1.581	1.492
p_{max}	0.375	0.250	0.278	0.320	0.326	0.296	0.316	0.303

Из проведённого сравнения с экспериментальными данными установлено, что формула Проутиере наиболее точно описывает экспериментальные данные, в то время как формулы Лорентц–Лоренца и Вахида являются самыми грубыми приближениями. В то же время модель Проутиере предсказывает существенно другую зависимость $p(n)$ упругооптической постоянной от показателя преломления при $n > 1.5$. Согласно формуле (9), для жидкостей с высокой оптической плотностью упругооптическая постоянная является возрастающей функцией от показателя преломления, в то время как согласно другим моделям наоборот — убывающей функцией. Важно отметить, что модель Лорентц–Лоренца предсказывает наибольшее значение упругооптической постоянной и все экспериментальные значения p лежат ниже этой зависимости (3). Этот факт был также отмечен в работе Ниедрича. Поэтому для оценки максимального значения упругооптической постоянной можно использовать формулу (3).

3. КОЭФФИЦИЕНТ АКУСТООПТИЧЕСКОГО КАЧЕСТВА ЖИДКОСТЕЙ

Полученный в предыдущем разделе результат очень важен: установлено оптимальное значение показателя преломления среды, при котором фотоупругая постоянная p_{eff} максимальна. Однако эффективность дифракции определяется коэффициентом АО качества M_2 , который зависит не только от фотоупругой постоянной p_{eff} , но также от скорости звука V и плотности среды ρ . Поэтому только значение p_{eff} нельзя принимать в качестве критерия выбора оптимальной среды АО взаимодействия.

Обзор литературных данных [30] для более чем 250 жидкостей позволил установить: нельзя утверждать, что более плотная жидкость будет характеризоваться большим значением скорости звука. Дальнейшие рассуждения в данном разделе справедливы лишь для отдельно взятой жидкости. В этом случае можно считать, что скорость звука пропорциональна плотности среды [31]:

$$V \approx w(-1 + v\rho), \tag{13}$$

где w и v — некоторые коэффициенты, индивидуальные для каждой среды ($w > 0, v > 0$ или $w < 0, v < 0$).

Если считать приближение Лорентц–Лоренца верным, то соотношения (1), (3) и (13) позволяют записать выражение для коэффициента АО качества в сле-

дующем виде:

$$M_2 \approx \frac{v}{w^3} \frac{1}{v\rho(v\rho - 1)^3} \frac{(n^2 - 1)^2(n^2 + 2)^2}{9n^2}. \tag{14}$$

Поскольку плотность ρ связана с показателем преломления n соотношением (3), то для коэффициента АО качества среды справедливо следующее выражение:

$$M_2 \approx \frac{v}{w^3} \frac{1}{v\rho^{max}[(v\rho^{max} - 1)n^2 - (2 + v\rho^{max})]^3} \times \frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)^6}{9n^2}, \tag{15}$$

$$\rho^{max} = \frac{3M}{4\pi N_A \alpha}, \tag{16}$$

где M — молярная масса, N_A — число Авогадро, α — поляризуемость одной молекулы.

Аналогично можно получить формулу для коэффициента АО качества неполярных жидкостей с использованием (11):

$$M_2 = \frac{v}{w^3} \frac{(n + 0.4)^4}{(v/A)(n^2 - 1)[(v/A)(n^2 - 1) - (n + 0.4)]^3} \times \frac{4(n^2 - 1)^2(n + 0.4)^2}{(n^2 + 0.8n + 1)^2}. \tag{17}$$

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Коэффициент АО качества является комплексным параметром среды, т.к. он определяется не только фотоупругими, но также оптическими и акустическими свойствами среды: $M_2 = f(p, \rho, n)$. Как было показано, для жидкостей эти свойства связаны простыми соотношениями, однако количество независимых параметров в формуле для расчёта M_2 остаётся прежним: например, при использовании правила Эйкмана $M_2 = f(w, v, A, n)$. В предыдущем разделе показано, что структура соотношения для M_2 позволяет сократить число независимых параметров до трёх: $M_2 = (v/w^3) \cdot f(v/A, n)$, а введение нормированного коэффициента АО качества позволяет свести всё к функции двух переменных: $M_2 w^3 / v = f(v/A, n)$. Однако нужно отметить, что на этой зависимости, по всей видимости, существуют запрещённые зоны, поскольку не любая комбинация параметров среды реализуема в природе.

Данный аспект очень важен и требует отдельного рассмотрения, но выходит за рамки данной работы. Тем не менее, из полученных зависимостей можно сделать общий вывод, что из двух жидкостей с одинаковыми оптическими и акустическими свойствами нужно выбирать жидкость с большим значением коэффициента A в правиле Эйкмана (11), который пропорционален поляризуемости молекулы α по аналогии с формулой Лорентц–Лоренца (3).

На данный момент нам неизвестно справочника или работ, в которых приводятся оптические, акустические и фотоупругие свойства, а также коэффициент АО качества M_2 для широкого круга жидкостей. Поэтому был проведён обзор литературы, и собраны данные по около 100 жидкостям.

Поскольку показатель преломления n зависит от длины волны излучения λ , то на основании (11) можно оценить дисперсию фотоупругой постоянной p :

$$\frac{dp}{d\lambda} \approx \begin{cases} 2 \frac{dn}{d\lambda}, & n < 1.3 \\ 0, & n \approx 1.5 \\ -\frac{4}{n^3} \frac{dn}{d\lambda}, & n > 2.0 \end{cases} \quad (18)$$

Для расчёта дисперсии фотоупругой постоянной было использовано экспериментальное правило Эйкмана (11), а также литературные данные по дисперсии показателя преломления как полярных, так и неполярных жидкостей. Дисперсионные зависимости $n(\lambda)$ для температуры $T=300$ К приводятся для алканов в [32] для диапазона 0.32–0.65 мкм, а для спиртов в [33] для диапазона 0.45–1.55 мкм. В дополнении к этому использовались данные $n(\lambda)$ для сжиженного ксенона ($T = 162.35$ К) для диапазона 0.18–0.65 мкм [34]. Поскольку большинство жидкостей характеризуются показателем преломления $n < 1.5$, то знаки в $dp/d\lambda$ и $dn/d\lambda$ одинаковые, причём, чем ближе значение n к 1.5, тем меньше относительное изменение p с длиной волны. Для жидкостей же с показателем преломления $n > 1.5$ (сжиженный ксенон при $\lambda = 0.2$ мкм) знаки $dp/d\lambda$ и $dn/d\lambda$ разные.

Компоненты упругооптического тензора для кристаллических сред вычисляются с использованием квантово-механической теории функционала плотности [35]. Данный метод реализуется только численно, требует значительной вычислительной мощности, и как следствие, аналитической формулы для p_{ij} таким способом получить невозможно. Однако отметим, что недавно был разработан метод оценки p_{11} и p_{12} для электрооптических кристаллов на основе их оптических, электрооптических и акустических свойств [36]. Но результаты этого метода пока были подтверждены лишь для одного кристалла. В то же время для жидких сред, как следует из соотношений (3)–(12), упру-

гооптическая постоянная p является функцией только одной переменной и определяется только значением показателя преломления n . Таким образом, теперь:

1. упругооптическую постоянную можно рассчитать с помощью аналитического соотношения;
2. анализ результатов состоит в исследовании функции одной переменной. $p(n)$ является ограниченной функцией, что является принципиально важным. В данной работе ограниченность фотоупругой постоянной доказано только для жидкостей.

Попробуем дать физическую интерпретацию ограниченности фотоупругой постоянной. Для этого воспользуемся исходным соотношением, которое является определением данного коэффициента, и перепишем его так, чтобы в нём фигурировали относительные физические величины:

$$\frac{\Delta n}{n} = \frac{pn^2}{2} S \quad (19)$$

Как было показано ранее, из литературных данных следует, что для большинства жидкостей $1.3 < n < 1.6$ в области прозрачности, тогда как максимальное значение показателя преломления $n = 2.1$ соответствует Se_2Br_2 [37]. В то же время, как следует из (3), фотоупругая постоянная не может превышать некоторого значения $p_{max} < 0.375$. Таким образом, справедливо следующее соотношение $\Delta n/n < 0.8S$, т.е. относительное изменение показателя преломления меньше относительной деформации.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены основы теории упругооптического эффекта в жидких средах. Полученное соотношение для коэффициента АО качества позволяет оценить оптимальные параметры среды АО взаимодействия. Выведены формулы для упругооптической постоянной полярных и неполярных жидкостей по известному значению показателя преломления. Показано, что максимальное значение упругооптической постоянной жидкости не превышает 0.375. Этот факт даёт объяснение, почему упругооптические постоянные монокристаллических и жидких сред меньше единицы. В дальнейшем предложенный метод планируется развить на изотропные диэлектрики.

Работа выполнена в рамках темы гос. задания НТЦ УП РАН № FFNS-2022-0009 с использованием оборудования Центра коллективного пользования научным оборудованием НТЦ УП РАН.

[1] Schrodell Y., Hartmann C., Zheng J., Lang T. et al. // Nature Photonics. **18**. 54. (2023).

[2] Omidali M., Mardanshahi A., Sarestoniemi M. et al. //

- Biosensors. **13**, N 2. 186 (2023).
- [3] Pozhar V.E., Bulatov M.F., Machikhin A.S., Shakhnov V.A. // Journal of Physics: Conference Series. **1421**. 012058. (2019).
- [4] Zhang H., Zhao H. // Optics Letters. **48**, N 13. 3395 (2023).
- [5] Sando D., Yang Y., Bousquet E. et al. // Nature Communications. **7**. 10718 (2016).
- [6] Uchida N. // Japanese J. of Appl. Phys. **11**. 415 (1972).
- [7] Martienssen W., Warlimont H. Springer handbook of condensed matter and materials data. Springer. Berlin, 2005.
- [8] Kragh H. // Substantia. **2**, N 2. 7 (2018).
- [9] Neumaier L., Schilling J., Bardow A., Gross J. // Equilibria. **555**. 113346 (2022).
- [10] Talebian E., Talebian M. // Optik. **124**, N 16. 2324 (2013).
- [11] Uchida N. // Japanese J. of Appl. Phys. **7**, N 10. 1259 (1968).
- [12] Wahid H. // Journal of Optics. **26**, N 3. 109 (1995).
- [13] Onsager L. // Journal of the American Chemical Society. **58**, 1486 (1936).
- [14] Maribo-Mogensen B., Kontogeorgis G.M., Thomsen K. // The J. of Phys. Chem. B. **117**, N 12. 3389 (2013).
- [15] Oster G. // Chem. Rev. **43**, 2. 319 (1948).
- [16] Abdel-Azim A.A.A., Munk P. // The J. of Phys. Chem. **91**, N 14. 3910 (1987).
- [17] Mandel M. // Physica. **57**, N 1. 141 (1972).
- [18] Zhang C., Hutter J., Sprik M. // The J. of Phys. Chem. Lett. **7**, N 14. 2696 (2016).
- [19] Niedrich Z. // Phys. Rev. E. **60**. 4099 (1999).
- [20] Proutiere A. // Molecular Physics. **65**, N 3. 499 (1988).
- [21] Proutiere A., Megnassan E., Hucteau H. // J. of Phys. Chem. **96**, N 8. 3485 (1992).
- [22] Hucteau H., Proutiere A. // Journal of Molecular Liquids. **62**, N 1-3. 93 (1994).
- [23] Bot A. // The J. of Phys. Chem. **97**, N 11. 2804 (1993).
- [24] Zhang X., Hu L. // Optics Express. **17**, N 3. 1671 (2009).
- [25] Evain K., Illien B., Chabanel M., Beignon M. // The J. of Phys. Chem. B. **111**, N 7. 1597 (2007).
- [26] Dewaele A., Eggert J.H., Loubeyre P., Le Toullec R. // Phys. Rev. B. **67**. 094112 (2003).
- [27] Meeten G.H. // Nature. **218**. 761 (1968).
- [28] Vedam K., Limsuwan P. // The J. of Chem. Phys. **69**, N 11. 4772 (1978).
- [29] Sapozhnikov O.A., Maxwell A.D., Bailey M.R. // The Journal of the Acoustical Society of America. **147**, N 6. 3819 (2020).
- [30] Technical Devices Inc. Liquid sound speed chart. 2024. <https://tdi-pm.com/images/tdi/PDF/Resources-Brochures/Liquid-Sound-Speed-Charts.xls> (Дата обращения: 17.05.2024)
- [31] Aziz R.A., Bowman D.H., Lim C.C. // Canadian Journal of Physics. **50**, N 7. 646 (1972).
- [32] Kerl K., Varchmin H. // Journal of Molecular Structure. **349**. 257 (1995).
- [33] Moutzouris K., Papamichael M., Betsis S.C. et al. // Appl. Phys. B. **116**. 617 (2013).
- [34] Grace E., Butcher A., Monroe J., Nikkel J.A. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. **867**. 204 (2017).
- [35] Liang X., Ismail-Beigi S. // Phys. Rev. B. **100**. 245204 (2019).
- [36] Imai T., Kawamura S., Oka S. // Optical Materials Express. **10**, N 9. 2181 (2020).
- [37] Laskar J.M., Kumar S.P., Herminghaus S., Daniels K.E. et al. // App. Optics. **55**, N 12. 3165 (2016).

Calculation of acousto-optic figure of merit and maximum value of elasto-optic constant of liquids

P.A. Nikitin^{1,2}

¹Scientific and Technological Centre of Unique Instrumentation of RAS
Moscow 117342, Russia

²National Research University «Moscow Power Engineering Institute»
Moscow 111250, Russia

E-mail: nikitin.pavel.a@gmail.com

The elastic-optical properties of liquids based on the grounds of acousto-optics are theoretically investigated. A relation for evaluation of the elastic-optical constant of liquids using only the index of refraction is obtained. The refractive index values maximizing the elastic-optic constant of polar and nonpolar liquids are determined. Calculations are performed for about 100 liquids and compared with known experimental data. This study significantly expands understanding of the acousto-optic effect and has practical use for predicting the elastic-optical constant of liquids and evaluation its wavelength dispersion.

PACS: 42.79.Jq, 43.35.Sx.

Keywords: acousto-optics, elasto-optic constant, liquid.

Received 05 July 2024.

Сведения об авторе

Никитин Павел Алексеевич — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 333-50-81, e-mail: nikitin.pavel.a@gmail.com.