



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Н. Е. Галич, Действие на среду пондермоторной силы Абрагама, индуцированной импульсами высокочастотного и лазерного излучения, *ЖТФ*, 1983, том 53, выпуск 2, 219–223

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.82

8 февраля 2025 г., 16:33:03



УДК 537.868 : 621.375.826

ДЕЙСТВИЕ НА СРЕДУ ПОНДЕРМОТОРНОЙ СИЛЫ АБРАГАМА,
ИНДУЦИРОВАННОЙ ИМПУЛЬСАМИ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО
И ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Н. Е. Галич

Рассматривается воздействие на прозрачную диспергирующую и недиспергирующую среду коротких импульсов высокочастотного и лазерного излучения. С уменьшением длительности импульсов возрастает пондермоторная сила Абрагама, действующая вдоль луча. На переднем фронте импульса сила Абрагама направлена вдоль волнового вектора, а на заднем — в противоположную сторону. Поэтому в среде возникают растягивающие напряжения. Стрикционное давление вдоль луча оказывает противоположное воздействие, однако сила Абрагама превышает стрикционное давление и не уравнивается им. Растягивающие напряжения могут быть достаточными для разрыва жидкости и возникновения кавитации. Передний или задний фронт импульса в отдельности индуцируют в среде сжимающие напряжения. Изменяя форму импульса излучения во времени, можно управлять сжатием и растяжением среды в продольном направлении. В области частотной дисперсии диэлектрической проницаемости сила Абрагама возрастает при резонансной поляризации среды и уменьшается при релаксационных процессах по сравнению с недиспергирующей средой. Обсуждаются различные нелинейные эффекты, индуцируемые силой Абрагама (кавитация, пробой жидкости, самофокусировка рассеянного назад света, фазовые переходы), при взаимодействии импульсов лазерного излучения с жидкостями, газами и твердыми телами.

Цель работы состоит в определении влияния нестационарности амплитуд высокочастотного (ВЧ) и оптического поля на нелинейное взаимодействие излучения с прозрачными диспергирующими и недиспергирующими жидкостями и газами. В качественном отношении некоторые результаты справедливы и для твердых тел.

1. Рассмотрим жидкость, газ или плазму с диэлектрической проницаемостью $\epsilon(\omega)$, на которую действует переменное электромагнитное поле с частотой ω , попадающей в область прозрачности среды (диэлектрика), т. е. случай $\text{Re } \epsilon \gg \text{Im } \epsilon$, $\epsilon(\omega) > 0$. В отсутствие поля среда находится при постоянном давлении $p = \text{const}$ и температуре $T = \text{const}$. Объемные силы, возникающие в среде под действием импульсов излучения, имеют вид [1]

$$\mathbf{f} = \mathbf{f}^{(s)} + \frac{1}{16\pi c} (\partial_t \{(\hat{\epsilon} - I) \mathbf{E}\} \mathbf{H}^*) + \omega \{(\partial_\omega \hat{\epsilon} \partial_t \mathbf{E}) \mathbf{H}^* \} + \text{к. с.}, \quad (1)$$

где $\hat{\epsilon}$ — тензор диэлектрической проницаемости, I — единичный тензор,

$$\mathbf{f}^{(s)} = \frac{1}{16\pi} [\nabla \{E_i^* E_{k\rho} (\partial_\rho \epsilon_{ik})_T\} - E_i^* E_k \nabla \epsilon_{ik}]. \quad (2)$$

Здесь учитывается, что высокочастотная магнитная проницаемость равна единице, поэтому магнитострикция отсутствует. Сила $\mathbf{f}^{(s)}$ связана с электрострикцией. Сила Абрагама $\mathbf{f}^{(A)} = \mathbf{f} - \mathbf{f}^{(s)}$ обусловлена нестационарностью амплитуд огибающей волнового пакета и связана с воздействием магнитного поля на ток смещения (существование силы Абрагама продолжительное время считалось дискуссионным, до тех пор пока $\mathbf{f}^{(A)}$ не была измерена в эксперименте [2]; более подробные сведения приводятся в [3, 4]).

Сила Абрагама равна нулю в некоторых частных случаях. Именно $\mathbf{f}^{(A)} \equiv 0$ для стационарных ВЧ полей, для потенциальных ВЧ волн и в плазме без

магнитного поля [1]. Во всех остальных случаях учет силы Абрагама становится необходимым с уменьшением длительности импульсов излучения.

2. Рассмотрим роль силы Абрагама при нерезонансном взаимодействии коротких ВЧ и лазерных импульсов с изотропной прозрачной жидкостью в отсутствие сторонних зарядов, токов и дисперсии. Различные оптотермодинамические явления, сопутствующие такому взаимодействию, рассматриваются в [5] без учета силы Абрагама. Наличие силы $f^{(A)} \neq 0$ обуславливает существование новых явлений.

Исследуем задачу при следующих условиях. Время взаимодействия излучения со средой (длительность импульсов излучения или время установления амплитуды при включении стационарного излучения)

$$\tau \ll R/c_s, \quad (3)$$

где R — ширина пучка излучения, c_s — скорость звука (для $c_s \approx 10^3$ м·с⁻¹, $\tau_s \approx 10^{-9}$ с имеем $R \gg 10^{-6}$ м). Тогда возмущения плотности и давления среды локализованы в пределах пучка излучения. Нижний предел изменения τ ограничен условием $\tau \gg \omega^{-1}$. Плотность энергии излучения не превышает плотности внутренней энергии среды, т. е. интенсивность излучения $I \leq c \rho C_v T$, ρ — плотность среды, C_v — теплоемкость при постоянном объеме (для атмосферного воздуха $c \rho C_v T \approx 10^{14}$ Вт/м², а для воды $\approx 4 \cdot 10^{17}$ Вт/м²). Электрокалорический эффект и нагрев среды за счет поглощения излучения вносят меньший вклад в неоднородность диэлектрической проницаемости, чем электрострикция, т. е. $|(\partial_T \epsilon)_\rho \nabla T| \ll |(\partial_\rho \epsilon)_T \nabla \rho|$ и $\nabla \epsilon = (\partial_\rho \epsilon)_T \nabla \rho$. Учитывая локальный характер взаимодействия [см. (3)], последнее неравенство можно переписать в виде $|(\partial_\rho \epsilon)_T \delta \rho| \gg |(\partial_T \epsilon)_\rho \delta T|$, где $\delta \rho$ и δT — неоднородности ρ и T , индуцированные излучением. При этих условиях плотность объемных сил, действующих на изотропный жидкий диэлектрик в присутствии поля вследствие (1), (2), принимает вид

$$\mathbf{f} = \frac{1}{8\pi} \left\{ \rho (\partial_\rho \epsilon)_T \nabla \langle \mathbf{E}^2 \rangle + \frac{2(\epsilon - 1)}{c} \partial_t \langle [\mathbf{E} \cdot \mathbf{H}] \rangle \right\}, \quad (4)$$

где символ $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по высокой частоте. Из (4) следует, что силовое воздействие излучения на среду обуславливается конкуренцией электрострикции и силы Абрагама. Проекции \mathbf{f} на координатные оси для пучка излучения конечной ширины с произвольным фазовым фронтом имеют вид

$$f_\alpha = \frac{1}{8\pi} \left\{ \rho (\partial_\rho \epsilon)_T \partial_\alpha \langle \mathbf{E}^2 \rangle + \frac{2(\epsilon - 1)}{c} \partial_t \langle [\mathbf{E} \cdot \mathbf{H}]_\alpha \rangle \right\}, \quad (5)$$

$$f_x = \frac{1}{8\pi} \left\{ \rho (\partial_\rho \epsilon)_T \partial_x \langle \mathbf{E}^2 \rangle + \frac{2(\epsilon - 1)}{c} \partial_t \langle [\mathbf{E} \cdot \mathbf{H}]_x \rangle \right\}, \quad (6)$$

где x — направление распространения пучка излучения, $\alpha = y, z$ — поперечные координаты.

Для сравнения электрострикции и силы Абрагама требуется определить связь производной по времени вектора Пойнтинга с пространственными производными поля. Используя уравнения Максвелла, можно показать, что эта связь задается законом сохранения импульса поля и в рассматриваемом случае имеет вид [6]

$$\partial_t [\mathbf{E} \cdot \mathbf{H}] = \frac{c}{\epsilon} \{ [\mathbf{H} \cdot \text{rot } \mathbf{H}] + \epsilon [\mathbf{E} \cdot \text{rot } \mathbf{E}] \}. \quad (7)$$

Для плоской квазимонохроматической волны (пучка излучения бесконечной ширины)

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \frac{1}{2} \{ \mathbf{E}_0(t) \exp[-i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)] + \text{к. с.} \}, \\ \mathbf{H} &= \frac{1}{2} \{ \mathbf{H}_0(t) \exp[-i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)] + \text{к. с.} \}. \end{aligned} \quad (8)$$

Когда волна распространяется вдоль оси x , поперечная составляющая силы $f_x = 0$. Учитывая уравнение $\operatorname{rot} \mathbf{E} = -c^{-1} \partial_t \mathbf{H}$ и условие $\tau \gg \omega^{-1}$, получаем $\mathbf{H} = (c/\omega) [\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}]$. Тогда из (6), (7) определяем продольную составляющую \mathbf{f}

$$f_x = \frac{1}{16\pi} \left\{ \rho (\partial_\rho \varepsilon)_T \partial_x |\mathbf{E}|^2 + 2 \frac{\sqrt{\varepsilon}(\varepsilon - 1)}{c} \partial_t |\mathbf{E}|^2 \right\}. \quad (9)$$

Сравним роль стрикции и силы Абрагама. В плоской волне $\partial_x = -(\sqrt{\varepsilon}/c) \partial_t$, и отношение

$$\frac{f^{(s)}}{f^{(A)}} = \frac{\partial_x |\mathbf{E}|^2}{\partial_t |\mathbf{E}|^2} \frac{\rho (\partial_\rho \varepsilon)_T}{2(\varepsilon - 1)} \frac{\omega}{k} = -\frac{\rho (\partial_\rho \varepsilon)_T}{2(\varepsilon - 1)} = \zeta. \quad (10)$$

В большинстве сред $\rho (\partial_\rho \varepsilon)_T > 0$, $\zeta < 0$, поэтому стрикция и сила Абрагама противоположно направлены. В жидкостях отношение $\rho (\partial_\rho \varepsilon)_T / (\varepsilon - 1) \approx 1$ (см., например, [7, с. 462]), поэтому величина $\zeta \approx -1/2$. В газах $\zeta = -1/2$. Таким образом, сила Абрагама преобладает над стрикционным давлением и не уравновешивается им. В средней (вершинной) части импульса $\partial_t |\mathbf{E}|^2 \approx 0$ и $f_x \approx 0$. На переднем фронте импульса $\partial_t |\mathbf{E}|^2 > 0$, поэтому $f_x > 0$. На заднем фронте импульса $\partial_t |\mathbf{E}|^2 < 0$, поэтому $f_x < 0$. В результате в среде возникают растягивающие напряжения, если протяженность объема, занятого средой в продольном направлении, $L > \zeta c \tau_u / \sqrt{\varepsilon}$, τ_u — длительность импульса.

Сопоставляя силе f_x некоторый градиент эффективного давления, полагаем $f_x = -\partial_x p'$. Тогда перепад давления вдоль луча на длине L составит величину $\delta p' \approx (-(\varepsilon - 1) / 8\pi) |\mathbf{E}|^2$.

Если длина $L < c \tau_u / \sqrt{\varepsilon}$, то в общем случае сила Абрагама приводит к сжатию и (или) растяжению среды передним или задним фронтом импульса. Это связано с тем, что зависимость $\partial_t |\mathbf{E}|^2$ от времени на переднем и заднем фронте импульса в общем случае немонотонна и $\partial_t |\mathbf{E}|^2 \neq \text{const}$. Например, для импульса гауссовой формы во времени, когда $E_0 \propto \exp\{-(t - \tau)^2 (2\tau_u^2)^{-1}\}$, $\tau > \tau_u$, величина $f^{(A)}$ или f_x достигает максимума на переднем фронте импульса при $t = t_1 = \tau - \tau_u / \sqrt{2}$ (при этом $f_x > 0$) и минимума при $t = t_2 = \tau + \tau_u / \sqrt{2}$ (при этом $f_x < 0$). В результате при $t < t_1$ и $t > t_2$ на среду действуют сжимающие напряжения, а при $t_1 < t < t_2$ растягивающие.

Отметим, что в средах с $\rho (\partial_\rho \varepsilon)_T < 0$ (алмаз, MgO) направления действия стрикции и силы Абрагама совпадают и эффекты сжатия—растяжения проявляются сильнее.

Рассмотрим пучок излучения конечной ширины с интенсивностью, спадающей к краю, например гауссов пучок излучения. Когда поле в пучке излучения отличается от квазиплоской волны, и продольная, и поперечная проекции \mathbf{f} отличны от нуля. В коллимированном пучке или пучке, имеющем угол сходимости (расходимости) θ , $|\theta| \ll 1$, поперечные составляющие \mathbf{f} будут определяться только стрикционным давлением, поскольку можно считать $\mathbf{E} \perp \mathbf{k}$, и поперечная проекция $f^{(A)}$ пренебрежимо мала. Поэтому происходит стрикционное сжатие среды поперек луча при $\rho (\partial_\rho \varepsilon)_T > 0$ и растяжение в противном случае. В пучке излучения с интенсивностью, убывающей к оси, например в кольцевом пучке излучения, стрикционное давление растягивает среду поперек луча при $\rho (\partial_\rho \varepsilon)_T > 0$ и сжимает в противном случае. Поперечная составляющая градиента давления $|\nabla_\alpha p| \approx |\rho (\partial_\rho \varepsilon)_T| |\mathbf{E}|^2 / 8\pi R$, R — ширина пучка излучения. Следует отметить, что при выполнении условия (3) давление поперек пучка не успевает установиться, поэтому в центральной части симметричного пучка $\nabla_\alpha I \approx 0$ и $\nabla_\alpha p \approx 0$. Пучок сжат в поперечном направлении только в области резкого изменения $\nabla_\alpha I$. Таким образом, стрикционное давление поперек луча локализует действие силы Абрагама в центральной части пучка излучения и не влияет на растяжение и сжатие среды вдоль луча.

Локальные сжатия и растяжения среды вдоль луча могут быть весьма велики. Приведем оценки растягивающих (и сжимающих) напряжений при распространении лазерного импульса в жидкости. При интенсивности излу-

чения $I=10^{10}$ Вт/см² ($E=3 \cdot 10^6$ В/см) и $(\epsilon - 1) \approx 1$ перепад давлений $\delta p' \approx -4$ бар. При $I=10^{11}$ Вт/см², $\delta p' \approx -40$ бар. Такие растягивающие напряжения могут превзойти предел механической прочности $-\delta p_n$ (прочности на разрыв) обычных и криогенных жидкостей. Для обычных жидкостей при нормальных условиях δp_n изменяется в зависимости от чистоты жидкости и других условий в пределах от -1 или даже от нуля до -300 бар [8, 9]. Для криогенных жидкостей предел прочности еще ниже и может достигать величины -0.16 бар [8]. Таким образом, при $|\delta p'| > |\delta p_n|$ сила Абрагама может разорвать жидкость, т. е. инициировать кавитацию. В обычных условиях время образования метастабильных зародышей газовой фазы в жидкости имеет порядок $10^{-10} - 10^{-9}$ с [8, 10]. В присутствии мощного излучения это время может существенно измениться. Во всяком случае кавитация должна проявляться для лазерных импульсов наносекундной и большей длительности. Отметим, что характерный размер зародышей ($\sim 10^{-7} - 10^{-6}$ см [8, 10]) много меньше, чем длина волны оптического и тем более ВЧ излучения, поэтому в фокусе лазерного или ВЧ луча возможно образование нескольких зародышей.

В действительности огибающая импульса излучения может иметь несколько максимумов или минимумов, например пикосекундные пучки на фоне наносекундного лазерного импульса. Поэтому возможно образование нескольких каверн кавитации вдоль луча. Кроме того, изменения амплитуды поля с характерным временем τ , описываемым условием (3), могут приводить к возрастанию силы Абрагама и для импульсов, длительность которых $\tau_u \gg R/c_s$. В этом случае кавитация интенсифицируется за счет роста каверн в звуковом поле, возникающем вследствие генерации импульсами излучения гиперзвуковых волн. Звуковой механизм образования и роста каверны при светоакустической кавитации обсуждается в [11].

Следует отметить также, что при образовании каверн в жидкости интенсивности излучения могут превысить порог пробоя в газовой фазе (каверне), несмотря на то что для жидкой фазы выполняется условие $I \ll \rho C_s T$, и оптический пробой непосредственно жидкости маловероятен. Пороговые интенсивности пробоя в газах $\sim 10^{11}$ Вт/см² [12].

Проявление сжатия—растяжения и кавитации изменяется вблизи температуры кипения и в окрестности критической точки. Здесь требуются меньшие пороговые интенсивности излучения. Сжимающие напряжения при низких температурах (температурах «замерзания») достаточны для затвердевания жидкости. В газах сжатие и растяжение проявляется очень слабо, поскольку величина $(\epsilon - 1) = \rho (\partial_\rho \epsilon)_T \ll 1$.

Сжатие среды вдоль луча передним или задним фронтом импульса приводит к возрастанию ϵ [для сред с $\rho (\partial_\rho \epsilon)_T > 0$] в продольном направлении. В результате коэффициент отражения возрастает. Это обстоятельство должно проявляться при самофокусировке излучения и, в частности, приводить к самофокусировке рассеянного назад света, когда мощность в пучке отраженного излучения больше пороговой мощности самофокусировки.

Отметим определяющее значение формы импульса излучения во времени и необходимость контроля огибающей импульса во времени при проведении соответствующих экспериментов. Это важно и для других оптотермодинамических явлений. Изменение временной зависимости интенсивности излучения позволяет управлять сжатием и растяжением среды.

3. Рассмотрим прозрачную изотропную среду с частотной дисперсией. Для квазиплоской волны $\mathbf{H} = (c/\omega) [\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}]$, поэтому для излучения, распространяющегося вдоль оси x , из (1), (2) получаем

$$f_x = \frac{1}{16\pi} \left\{ \rho (\partial_\rho \epsilon)_T \partial_x |\mathbf{E}|^2 + \frac{k}{\omega^2} \partial_\omega [\omega^2 (\epsilon - 1)] \partial_x |\mathbf{E}|^2 \right\}. \quad (11)$$

Сравнение (11) с (10) указывает на их различие.

Сила $f_x^{(4)} \equiv 0$ в плазме без магнитного поля, где $\epsilon = 1 - \omega_p^2/\omega^2$, ω_p — плазменная частота.

Рассмотрим действие силы Абрагама на диспергирующую среду. Для оценок будем считать, что при резонансной поляризации среды (резонансной дисперсии ϵ)

$$(\epsilon - 1) \propto \rho \omega_0^2 (\omega_0^2 - \omega^2)^{-1}, \quad (12)$$

где ω_0 — резонансная частота, а при релаксационной поляризации среды (релаксационной дисперсии ϵ)

$$(\epsilon - 1) \propto \rho (1 + \omega^2 \tau_r^2)^{-1}, \quad (13)$$

где τ_r — время релаксации, $\tau_r \omega > 1$. Релаксационная дисперсия ϵ должна проявляться, например, при распространении лазерных импульсов с пикосекундным фронтом в жидкостях с полярными молекулами.

Для резонансной дисперсии из (11), (12) получаем отношение

$$\frac{f_{\omega}^{(s)}}{f_{\omega}^{(A)}} = \zeta_{\omega} = \frac{\partial_x |E|^2}{\partial_t |E|^2} \frac{\omega (\omega_0^2 - \omega^2)}{2k\omega_0^2}. \quad (14)$$

Из сравнения (10), (14) видно, что при ω , близких к ω_0 [при этом считается $|\omega_0^2 - \omega^2| < \omega_0^2$, $\text{Re } \epsilon(\omega) > 0$, $\text{Re } \epsilon \gg \text{Im } \epsilon$], влияние силы Абрагама возрастает по сравнению со случаем недиспергирующей среды в $\omega_0^2 |\omega_0^2 - \omega^2|^{-1}$ раз и влияние стрикции вдоль луча уменьшается. Отметим изменение знака стрикционного давления при $\omega > \omega_0$. Теперь сжатия (и растяжения) становятся значительными даже в газе, что может привести к его конденсации.

Для релаксационной дисперсии из (11), (13) получаем отношение

$$\frac{f_{\omega}^{(s)}}{f_{\omega}^{(A)}} = \zeta_{\omega} = \frac{\partial_x |E|^2}{\partial_t |E|^2} \frac{\omega (1 + \omega^2 \tau_r^2)}{2k}, \quad (15)$$

отличающееся от (10) множителем $(1 + \omega^2 \tau_r^2)$. Следовательно, релаксация поляризации среды ослабляет силу Абрагама.

4. Перечисленные явления должны играть определенную роль и при взаимодействии излучения с твердыми прозрачными диэлектриками (непьезоэлектриками) главным образом вблизи температуры плавления вещества. Здесь растягивающие и сжимающие напряжения вдоль луча могут инициировать фазовые переходы.

Литература

- [1] *Х. Вашими, В. И. Карпман.* ЖЭТФ, **71**, 1010 (1976).
- [2] *G. V. Walker, D. G. LaHoz.* Nature, **253**, 339 (1975).
- [3] *В. Л. Гинзбург, В. А. Угаров.* УФН, **118**, 175 (1976).
- [4] *В. Л. Гинзбург.* Изв. вузов, Радиофизика, **23**, 372 (1980).
- [5] *Ф. В. Бункин, М. И. Трибельский.* УФН, **130**, 193 (1980).
- [6] *В. Л. Гинзбург.* УФН, **110**, 309, (1973).
- [7] *И. Л. Фабелинский.* Молекулярное рассеяние света. «Наука», М. (1965).
- [8] *В. П. Скрипов.* Метастабильная жидкость. «Наука», М. (1972).
- [9] *М. Корнфельд.* Упругость и прочность жидкостей. ГИТТЛ, М.—Л. (1951).
- [10] *Ю. А. Александров и др.* Пузырьковые камеры, под ред. *Н. Б. Делоне.* Госатомиздат, М. (1963).
- [11] *Ф. В. Бункин, В. И. Конов, А. М. Прохоров и др.* ЖЭТФ, **67**, 2067 (1974).
- [12] *Дж. Рэди.* Действие мощного лазерного излучения. «Мир», М. (1974).

Ленинградский политехнический институт
им. М. И. Калинина

Поступило в Редакцию
15 января 1981 г.
В окончательной редакции
25 февраля 1981 г.