

Униполярные локализованные автоволны сдвиговой деформации в неравновесном парамагнетике

С. В. Сазонов¹⁾

Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, 191991 Москва, Россия

Московский авиационный институт (Национальный исследовательский университет), 125993 Москва, Россия

Поступила в редакцию 12 сентября 2022 г.

После переработки 18 сентября 2022 г.

Принята к публикации 18 сентября 2022 г.

Показано, что в кубическом парамагнитном кристалле, подвергнутом в направлении внешнего магнитного поля продольной статической деформации, может сформироваться наносекундный униполярный солитоноподобный импульс типа локализованной автоволны сдвиговой деформации, которая распространяется перпендикулярно к магнитному полю. Приток в импульс запасенной в парамагнитных ионах энергии за счет неравновесной начальной населенности их стационарных квантовых состояний компенсируется необратимыми потерями, вызванными затуханием импульса из-за его взаимодействия с тепловыми колебаниями кристаллической решетки, дефектами и микронеоднородностями.

DOI: 10.31857/S1234567822200101, EDN: kpgogg

1. Введение. Одной из тенденций развития физической акустики является поиск и предсказание явлений, аналогичных тем, что были обнаружены или предсказаны в нелинейной оптике [1]. В значительной степени это касается нелинейных явлений, связанных с солитонной динамикой. Так, вслед за открытием и теоретическим объяснением резонансного оптического эффекта самоиндуцированной прозрачности (СИП) [2] была обнаружена и всесторонне исследована теоретически акустическая СИП (АСИП) на парамагнитных примесях в твердых телах [3–5]. Довольно активно исследовались также акустические аналоги нерезонансных оптических солитонов [6].

Временные длительности исследованных акустических солитонов лежат в широком интервале значений от микро- до субпикосекунд [7, 8]. При этом несущие частоты заполняют дальний ультразвуковой диапазон от единиц до сотен гигагерц.

Отмеченная выше тенденция также имеет место в исследовании оптических и акустических солитонов все более коротких длительностей, содержащих порядка одного и даже половины периода колебаний соответствующей физической природы [9–17]. На сегодняшний день можно с уверенностью говорить об оптических и акустических униполярных (полупериодных) импульсах [15, 16].

Отдельной строкой следует выделить исследования диссипативных оптических солитонов [18–24]. Здесь изучены свойства как квазимонохроматических, так и униполярных солитонов. В согласии с отмеченной выше тенденцией рассмотрены акустические аналоги оптических диссипативных солитонов [25, 26].

Следует отметить, что солитоноподобные решения, исследованные в [25, 26], а также в [27–29] нельзя в строгом смысле назвать диссипативными солитонами. Дело в том, что в отличие от диссипативных солитонов, описанных, например, в монографии [18], данные солитоноподобные решения могут быть реализованы в течение короткого времени, ограниченного характерным временем T_1 релаксации населенностей квантовых уровней. Поэтому такие решения названы солитоноподобными диссипативными структурами (объектами) [25, 26], имеющими свои аналоги в оптике [27–29]. Таким образом, чем длиннее T_1 , тем больше время жизни данных солитоноподобных объектов.

В работе [30] в качестве долгоживущих квантовых состояний предложено использовать возбужденные рамановские подуровни. Непосредственный квантовый переход между рамановскими подуровнями запрещен. Такой переход возможен только через вышележащий по энергетической шкале промежуточный квантовый уровень. Таким образом, разрешенный переход является двухфотонным. В таких

¹⁾e-mail: sazonov.sergey@gmail.com

условиях при инверсной населенности рамановских подуровней возможно формирование униполярных солитоноподобных объектов [30]. При этом усиление таких объектов за счет притока запасенной на рамановских подуровнях энергии компенсируется потерями в результате необратимой релаксации в системе других квантовых переходов.

Целью настоящей работы является исследование принципиальной возможности и условий формирования униполярных локализованных объектов акустической природы из-за двухфононных переходов в системе неравновесно населенных штарковских и зеэмановских подуровней примесных парамагнитных ионов.

2. Постановка задачи и основные уравнения. Будем считать, что кубический кристалл, содержащий примесные парамагнитные ионы, помещен во внешнее магнитное поле \mathbf{B} и в поле продольной статической деформации. Оба поля направлены вдоль оси z , параллельной кристаллической оси четвертого порядка. Статическая деформация создает градиент внутрикристаллического электрического поля, вызывающий квадрупольное штарковское расщепление квантовых уровней парамагнитных ионов. В свою очередь, магнитное поле вызывает зеэмановское расщепление данных уровней. При этом в перпендикулярном направлении, вдоль оси x , на кристалл подается униполярный импульс поперечного ультразвука (импульс сдвиговой деформации). Данный импульс создает в кристалле локальные градиенты внутреннего электрического поля, вызывающие за счет механизма ван Флека [31, 32] квадрупольные квантовые переходы между образовавшимися в упомянутых выше статических полях подуровнями парамагнитных ионов.

Опыт показывает, что наиболее сильное взаимодействие с полем деформации кристаллической решетки испытывают парамагнитные ионы с эффективным спином $S = 1$ [32]. Магнитное поле снимает вырождение по проекции S_z данного спина на ось z . Из-за квадрупольного эффекта Штарка в статическом поле деформации снимается вырождение по модулю проекции S_z данного спина на ось z . Как результат, внутри парамагнитного иона формируется неэквидистантная трехуровневая система, показанная на рис. 1. При этом считается, что штарковское расщепление доминирует над зеэмановским.

Оператор Гамильтона эффективного спина, взаимодействующего с отмеченными выше статическими полями и локальным полем сдвиговой деформации ультразвукового импульса, имеет вид [32]

$$\hat{H}_s = \hbar\omega_0 \hat{S}_z + G_{\parallel} \varepsilon_{zz}^{(0)} \hat{S}_z^2 + 0.5 G_{\perp} \varepsilon_{zx} (\hat{S}_z \hat{S}_x + \hat{S}_x \hat{S}_z). \quad (1)$$

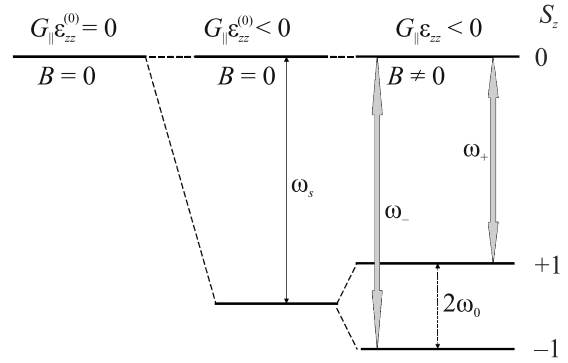


Рис. 1. Расщепление квантового состояния эффективного спина в сильном поле продольной статической деформации $\varepsilon_{zz}^{(0)}$ и параллельном ему слабом магнитном поле. Магнитное поле, направленное вдоль оси z , снимает вырождение по проекции эффективного спина на данное направление, а поле статической деформации – по модулю данной проекции

Здесь \hbar – постоянная Планка, $\omega_0 = g\mu_B B/\hbar$ – частота зеэмановских расщеплений спиновых подуровней, μ_B – магнетон Бора, g – фактор Ланде, G_{\parallel} и G_{\perp} – постоянные взаимодействия, соответственно, продольных и поперечных деформаций кристалла с эффективным спином, $\varepsilon_{zx} = 0.5\partial u_z/\partial x$ – компонента тензора сдвиговой деформации кристалла, u_z – компонента вектора сдвига униполярного импульса, подаваемого на кристалл, \hat{S}_z и \hat{S}_x – спиновые матрицы, имеющие вид [32]:

$$\hat{S}_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \hat{S}_x = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Представляя матрицу плотности $\hat{\rho}$ эффективного спина в виде

$$\hat{\rho} = \begin{pmatrix} \rho_{++} & \rho_{+0} & \rho_{+-} \\ \rho_{+0}^* & \rho_{00} & \rho_{0-} \\ \rho_{+-}^* & \rho_{0-}^* & \rho_{--} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

после использования операторного уравнения фон Неймана с учетом (1) и (2) будем иметь

$$i \frac{\partial \rho_{+0}}{\partial t} = -\omega_+ \rho_{+0} + \Omega(\rho_{00} - \rho_{++} + \rho_{+-}),$$

$$i \frac{\partial \rho_{0-}}{\partial t} = \omega_- \rho_{0-} + \Omega(\rho_{00} - \rho_{--} + \rho_{+-}), \quad (4)$$

$$i \frac{\partial \rho_{+-}}{\partial t} = 2\omega_0 \rho_{+-} + \Omega(\rho_{0-}^* - \rho_{0-}), \quad (5)$$

$$i \frac{\partial \rho_{++}}{\partial t} = \Omega(\rho_{+0}^* - \rho_{+0}), \quad i \frac{\partial \rho_{--}}{\partial t} = \Omega(\rho_{0-}^* - \rho_{0-}), \quad (6)$$

$$i \frac{\partial \rho_{00}}{\partial t} = \Omega(\rho_{+0} - \rho_{+0}^* + \rho_{0-} - \rho_{0-}^*). \quad (7)$$

Здесь

$$\Omega = \frac{G_{\perp} \varepsilon_{zx}}{2\sqrt{2}\hbar} = \frac{G_{\perp}}{4\sqrt{2}\hbar} \frac{\partial u_z}{\partial x}, \quad (8)$$

нижние индексы $+$, 0 и $-$ у элементов матрицы плотности обозначают значения проекции S_z эффективного спина $+1$, 0 и -1 соответственно (рис. 1), $\omega_+ = \omega_S + \omega_0$ и $\omega_- = \omega_S - \omega_0$ – частоты квантовых переходов $+\leftrightarrow 0$ и $-\leftrightarrow 0$ соответственно, $\omega_S = |G_{\parallel} \varepsilon_{zz}^{(0)}|/\hbar$ – частота квадрупольного штарковского расщепления из-за статической деформации кристалла.

Населенности квантовых состояний удовлетворяют условию нормировки $\rho_{++} + \rho_{00} + \rho_{--} = 1$.

В материальных уравнениях (4)–(7) мы пренебрегли релаксационными слагаемыми, так как считаем, что длительность τ_p импульса значительно короче всех времен релаксации. Такое условие с хорошим запасом выполняется для наносекундных импульсов, так как характерные время T_2 фазовой релаксации и время T_1 релаксации населенностей квантовых уровней порядка 10^{-5} с и 10^{-3} с соответственно [3].

Здесь важно выполнение неравенства $G_{\parallel} \varepsilon_{zz}^{(0)} < 0$. Именно в этом случае состояния с $S_z = \pm 1$ лежат ниже по энергии, чем состояние с $S_z = 0$ (рис. 1). Например, для ионов Fe^{2+} , внедренных в кубический кристалл MgO , имеем $G_{\parallel} > 0$ [3]. Следовательно, в этом случае $\varepsilon_{zz}^{(0)} < 0$. Таким образом, статическая деформация должна быть деформацией сжатия.

Условие доминирования квадрупольного штарковского расщепления над зеемановским имеет вид неравенства $\omega_S \gg \omega_0$. Взяв для только что рассмотренного примера $G_{\parallel} \sim 10^{-13}$ эрг [3, 31], $|\varepsilon_{zz}^{(0)}| \sim 10^{-4}$, будем иметь $\omega_S \sim 10^{10}$ с $^{-1}$. Величину B магнитного поля можно подобрать таким, чтобы частота зеемановского расщепления ω_0 была порядка 10^8 с $^{-1}$. В этих условиях можно пренебречь неоднородным уширением $\delta\omega$ задействованных квантовых переходов, для которых $\delta\omega \sim 10^7$ с $^{-1}$ [33].

Используя полуклассический подход, запишем одномерные уравнения для поля сдвиговой деформации [13]:

$$\frac{\partial u_z}{\partial t} = \frac{\delta}{\delta p_z} (H_a + \text{Sp}(\hat{\rho} \hat{H}_s)),$$

$$\frac{\partial p_z}{\partial t} = -\frac{\delta}{\delta u_z} (H_a + \text{Sp}(\hat{\rho} \hat{H}_s)),$$

где

$$H_a = 0.5 \int [p_z^2/\rho + \rho a^2 (\partial u_z/\partial x)^2] d^3 \mathbf{r},$$

p_z – объемная плотность импульса локальной сдвиговой деформации в направлении оси z , ρ и a – соответственно равновесная плотность кристалла и линейная скорость поперечного звука в нем, а интегрирование ведется по всему объему кристалла.

Отсюда, а также из (1)–(3) и (8) будем иметь

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \Omega}{\partial t^2} - a^2 \frac{\partial^2 \Omega}{\partial x^2} - 2qa \frac{\partial^3 \Omega}{\partial t^3} = \\ = \frac{nG_{\perp}^2}{32\hbar\rho} \frac{\partial^2}{\partial x^2} (\rho_{+0} + \rho_{+0}^* - \rho_{0-} - \rho_{0-}^*), \end{aligned} \quad (9)$$

где n – концентрация парамагнитных ионов.

В левой части (9) добавлено последнее эмпирическое слагаемое, описывающее затухание ультразвука при его взаимодействии с тепловыми колебаниями кристаллической решетки, дефектами, микронеоднородностями и т.п. [37, 38], где q – параметр, характеризующий данное затухание.

Таким образом, самосогласованная система уравнений (4)–(7) и (9) описывает нелинейное распространение поперечного ультразвука в намагниченном и статически деформированном парамагнитном кристалле.

Затухание ультразвука, описываемое последним слагаемым в левой части, может быть компенсировано запасом энергии при неравновесной населенности зеемановских состояний парамагнитных ионов. Например (ниже это мы будем предполагать), состояние с $S_z = +1$ может вначале быть более заселенным, чем состояние с $S_z = -1$ (рис. 1).

Из приведенных выше оценок видно, что выполняется условие

$$\omega_S \tau_p \gg 1, \quad (10)$$

которое можно использовать для упрощения материальных уравнений (4)–(7). Тогда в левых частях уравнений (4) можно положить приближенно $\partial \rho_{+0}/\partial t = \partial \rho_{0-}/\partial t = 0$. Выражая в этих случаях из (4) ρ_{+0} и ρ_{0-} , после подстановки получившихся выражений в (5) и (6) при учете неравенства $\omega_S \gg \omega_0$ придем к системе вида

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} = 2\omega_0 V, \quad \frac{\partial V}{\partial t} = -2\omega_0 U + QW, \\ \frac{\partial W}{\partial t} = -QV, \end{aligned} \quad (11)$$

где $Q = \Omega^2/\omega_S$ и введены вещественные блоховские переменные

$$U = \frac{\rho_{+-} + \rho_{+0}^*}{2}, \quad V = \frac{\rho_{+-} - \rho_{+0}^*}{2i}, \quad W = \frac{\rho_{++} - \rho_{--}}{2}.$$

Совершая аналогичные преобразования в правой части (9), будем иметь

$$\frac{\partial^2 \Omega}{\partial t^2} - a_0^2 \frac{\partial \Omega}{\partial x^2} = 2a^2 \eta \frac{\partial^2}{\partial x^2} (\Omega U) + 2qa \frac{\partial^3 \Omega}{\partial t^3}, \quad (12)$$

где $a_0^2 = a^2[1 - \eta(1 - 3w_0)]$, $\eta = \frac{nG_{\perp}^2}{16\hbar\omega_S\rho a^2}$, w_0 – начальная населенность верхнего квантового состояния с $S_z = 0$.

При выводе (12) использовано условие нормировки населенностей квантовых уровней, в котором из условия (10) было положено $\rho_{00} \approx w_0$.

Система материальных уравнений (11) аналогична системе, описывающей двухквантовые переходы между рамановскими подуровнями при вынужденном комбинационном рассеянии света [36]. В (11) роль рамановских подуровней и частоты нормальной колебательной моды молекулы выполняют, соответственно, зеемановские подуровни, характеризующиеся проекциями эффективного спина $S_z = \pm 1$, и частота $2\omega_0$ перехода между ними (рис. 1).

Взяв $n \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $G_{\perp} \sim 10^{-14} \text{ эрг}$, $\rho \approx 5 \text{ г/см}^3$ [3, 31, 32], $a \approx 5 \cdot 10^5 \text{ см/с}$, $\omega_S \sim 10^{10} \text{ с}^{-1}$, найдем $\eta \sim 10^{-5} \ll 1$. По этой причине в (12) можно положить $a_0 \approx a$ и считать малой правую часть данного уравнения. Тогда можно редуцировать волновое уравнение от второго порядка к первому с помощью приближения однонаправленного распространения импульса со скоростью, близкой к линейной скорости a [37]. В результате получим

$$\frac{\partial \Omega}{\partial x} + \frac{1}{a} \frac{\partial \Omega}{\partial t} = \frac{\eta}{a} \frac{\partial}{\partial t} (\Omega U) + q \frac{\partial^2 \Omega}{\partial t^2}. \quad (13)$$

Таким образом, условие (10) позволило нам формально исключить из рассмотрения возбуждение квантовых переходов $- \leftrightarrow 0$ и $+ \leftrightarrow 0$. Исследование свелось к рассмотрению динамики поля импульса и возбуждения запрещенного перехода $- \leftrightarrow +$ квадратом поля через промежуточное состояние с $S_z = 0$ на основе самосогласованной системы уравнений (11) и (13).

3. Униполярная автоволна. Из приведенных выше численных оценок следует, что с хорошей точностью выполняется условие

$$\omega_0 \tau_p \ll 1. \quad (14)$$

Используя (14), можно из системы (11), (13) исключить материальные переменные. Для этого в (11) положим в нулевом приближении по малому параметру (14) $\omega_0 = 0$. Тогда, считая, что до импульсного воздействия на среду (при $t = -\infty$) $U = V = 0$, $W = W_{-\infty}$, из (11) найдем

$$U = 0, \quad V = W_{-\infty} \sin \theta, \quad W = W_{-\infty} \cos \theta, \quad (15)$$

где

$$\theta = \int_{-\infty}^t Q dt' = \frac{1}{\omega_S} \int_{-\infty}^t \Omega^2 dt'. \quad (16)$$

В этом случае из первого выражения (11) будем иметь

$$\frac{\partial U}{\partial t} = 2\omega_0 W_{-\infty} \sin \theta. \quad (17)$$

Подставляя (17) в (13) с учетом первого выражения (15), придем к нелинейному интегродифференциальному волновому уравнению

$$\frac{\partial \Omega}{\partial x} + \frac{1}{a} \frac{\partial \Omega}{\partial t} = \mu \Omega \sin \theta + q \frac{\partial^2 \Omega}{\partial t^2}, \quad (18)$$

где $\mu = 2\omega_0 \eta W_{-\infty} / a$.

При инверсной начальной населенности зеемановских подуровней имеем $W_{-\infty} > 0$. Следовательно, $\mu > 0$. Данный запас энергии, как было замечено выше, способен компенсировать потери, описываемые последним слагаемым в правой части (18).

Инверсная населенность зеемановских подуровней может быть создана, например, предварительным импульсным воздействием на парамагнитные ионы резонансным импульсом продольного ультразвука [3, 28]. В этом случае ответственным за резонансный квантовый переход $- \rightarrow +$ является отмеченный выше механизм ван Флека. Для дополнительного уменьшения населенности основного состояния, характеризующегося проекцией эффективного спина $S_z = -1$, может быть задействован также квантовый переход $- \rightarrow 0$ за счет резонансного магнитно-дипольного взаимодействия с электромагнитным импульсом частоты ω_+ (рис. 1).

Уравнение (18) (см. также (16)) формально совпадает с уравнением (12) из статьи [30]. Поэтому проведем здесь анализ, воспользовавшись найденным в [30] приближенным солитоноподобным решением уравнения (18):

$$\Omega = \Omega_m \text{sech} \left(\frac{t - x/v}{\tau_p} \right), \quad (19)$$

где

$$\Omega_m = \sqrt{\frac{2\pi\omega_S}{3\tau_p}}, \quad \frac{1}{v} = \frac{1}{a} - \frac{q}{\tau_p}, \quad \tau_p = \sqrt{\frac{3\pi q}{8\mu}}. \quad (20)$$

На первый взгляд, данное решение обладает всеми свойствами диссипативного солитона. Действительно, в данном локализованном решении отсутствуют непрерывные свободные параметры. Амплитуда Ω_m солитоноподобного униполярного импульса, его скорость v и временная длительность τ_p

принимают фиксированные значения, зависящие от параметров среды, которые определяются коэффициентами уравнения (18). В то же время состояния среды до и после прохождения импульса отличаются друг от друга и обладают конечными временами жизни, т.е. являются метастабильными. Из (15), (16) и (19) следует, что при $t \rightarrow +\infty$ динамические параметры W и V принимают соответственно значения $W_{+\infty} = -W_{-\infty}/2 < 0$ и $V_{+\infty} = -\sqrt{3}W_{-\infty}/2$. В то же время параметр U остается пренебрежимо малым. Таким образом, приток энергии в импульс сдвиговой деформации от каждого парамагнитного иона составляет $2\hbar\omega_0(W_{-\infty} - W_{+\infty}) = 3\hbar\omega_0W_{-\infty}$. Данный приток компенсируется необратимыми потерями, не связанными с парамагнитными ионами.

Так как $W_{+\infty} \neq 0$, на запрещенном переходе с частотой $2\omega_0$ остается индуцированная прошедшим импульсом когерентность. Однако данная когерентность, как видно из (11) и (12), неспособна без дополнительного затравочного поля стимулировать генерацию колебаний сдвиговой деформации в кристалле. Время жизни в данном суперпозиционном состоянии порядка времени необратимой фазовой релаксации T_2 на рассматриваемом переходе. При $\omega_0 \sim 10^{11} \text{ с}^{-1}$ для ионов Fe^{2+} в кристалле MgO $T_2 \sim 10^{-5} \text{ с}$ [3]. В нашем случае для $\omega_0 \sim 10^8 \text{ с}^{-1}$ и температурах T жидкого гелия выполняется условие $\hbar\omega_0 \ll k_B T$, где k_B – постоянная Больцмана. При такой ситуации $T_2 \sim \omega_0^{-2}$ [38]. Тогда в рассматриваемом нами случае имеем $T_2 \sim 10 \text{ с}$. Время жизни начального состояния парамагнитных ионов, характеризующегося инверсной населенностью зеемановских подуровней и нулевой когерентностью на соответствующем квантовом переходе, порядка времени энергетической релаксации T_1 , которое на два порядка превышает время T_2 .

Итак, при прохождении солитоноподобного импульса (19) среда совершает переход между двумя долгоживущими метастабильными состояниями. Следуя терминологии, принятой в [39], назовем солитоноподобный сигнал (19) локализованной автоволной.

Воспользовавшись результатами работы [30], запишем пороговые условия на входные параметры импульса сдвиговой деформации, при которых данный униполярный импульс способен преобразоваться в локализованную автоволну (19):

$$\tau_0 > \tau_c \equiv \frac{4\sqrt{2}}{9}\tau_p \approx 0.63\tau_p,$$

$$A_0 \equiv \frac{1}{\omega_s} \int_{-\infty}^{+\infty} \Omega_0^2 dt > A_c \equiv \frac{3\pi}{4} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{\tau_c^2}{\tau_0^2}} \right). \quad (21)$$

Здесь τ_0 и Ω_0 – соответственно длительность и временной профиль импульса деформации на входе в среду, величина A_0 , очевидно, пропорциональна входной энергии импульса.

Приняв к сведению, что $I = 0.5\rho a^3 \varepsilon_{zx}^2$ есть интенсивность импульса, приходим к выводу, что величина $\sigma = \rho a^3 \varepsilon_{zx}^2 \tau_p$ имеет смысл энергии импульса на единицу площади его поперечного сечения. Тогда можно записать $A_0 = \sigma_0/\sigma_c$, где σ_0 – входная энергия импульса на единицу площади, а $\sigma_c = 4\hbar^2 \omega_s \rho a^3 / G_{\perp}^2$ – характерное для рассматриваемой среды значение такой удельной энергии.

Униполярный импульс на входе в среду может быть создан за счет электрострикции с помощью воздействия на кристалл мощным наносекундным импульсом [6, 7].

При этом легко видеть, что введенная выше энергия на единицу поперечной площади сформировавшейся локализованной автоволны (19) равна $A \equiv \omega_s^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} \Omega^2 dt = \sigma/\sigma_c = 4\pi/3$.

Приведем некоторые численные оценки. Для гигагерцовых частот имеем $q\omega^2 = 0.3 \text{ см}^{-1}$ [40]. Взяв $\omega = 5 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, найдем отсюда $q \sim 10^{-20} \text{ с}^2/\text{см}$. При принятых выше параметрах среды имеем $\mu \sim 10^{-2} \text{ см}^{-1}$. Тогда из последнего выражения (20) получим $\tau_p \sim 10^{-9} \text{ с}$. Из последнего выражения (20) будем иметь, $q/\tau_p \sim 10^{-11} \text{ с}/\text{см} \ll 1/a$. Отсюда, в частности, следует, что скорость автоволны практически равна линейной скорости волны сдвиговой деформации в рассматриваемом кристалле.

Для характерной удельной энергии σ_c при использованных выше значениях параметров имеем оценку $\sigma_c \sim 10 \text{ мкДж}/\text{см}^2$. Так как $\sigma \sim \sigma_c$, то для интенсивности I импульса находим $I \sim \sigma/\tau_p \sim 10^4 \text{ Вт}/\text{см}^2$. Тогда его относительная деформация $\varepsilon_{zx} \sim \sqrt{I/\rho a^3} \sim 10^{-4} - 10^{-3}$. Считая, что характерный поперечный размер упругого импульса $d \sim 1 \text{ мм}$, для его мощности P и энергии w найдем соответственно $P \sim Id^2 \sim 10^2 \text{ Вт}$ и $w \sim P\tau_p \sim 0.1 \text{ мкДж}$.

Таким образом, локализованная униполярная автоволна сдвиговой деформации представляет собой достаточно мощный сигнал наносекундной длительности.

4. Заключение. Проведенное исследование показало, что в парамагнитном кристалле, помещенном во внешнее магнитное поле и поле продольной статической деформации, могут быть созданы условия для двухквантовых спин-фононных переходов, аналогичных рамановским двухфотонным переходам в оптике. Роль частоты данных переходов играет частота зеемановского расщепления состояний

эффективных спинов. При инверсной начальной населенности зеэмановских подуровней в кристалле может сформироваться наносекундный униполярный солитоноподобный импульс сдвиговой деформации, который мы назвали локализованной автоволной. Здесь приток энергии из парамагнитных ионов компенсируется необратимыми потерями, обусловленными затуханием импульса из-за его рассеяния на тепловых колебаниях кристаллической решетки, дефектах и микронеоднородностях. Важно отметить, что при прохождении импульса парамагнитные ионы переходят из неравновесного состояния с инверсной населенностью зеэмановских подуровней в другое метастабильное состояние. Поэтому время, в течение которого такие объекты могут наблюдаться в экспериментальных условиях, ограничены сверху характерными временами жизни ионов в этих состояниях. Как показали проведенные выше оценки, это время достаточно велико и составляет порядка десятков секунд.

Пороговые условия (21) отражают существенно нелинейный характер формирования рассмотренной здесь локализованной автоволны.

1. Ф. В. Бункин, Ю. А. Кравцов, Г. А. Ляхов, УФН **149**, 391 (1986) [F. V. Bunkin, Yu. A. Kravtsov, and G. A. Lyakhov, Sov. Phys.-Uspekhi **29**, 607 (1986)].
2. S. L. McCall and E. L. Hahn, Phys. Rev. Lett. **18**, 908 (1967).
3. N. S. Shiren, Phys. Rev. B **2**, 2471 (1970).
4. Г. А. Денисенко, ЖЭТФ **60**, 2270 (1971) [G. A. Denisenko, JETP **33**, 1220 (1971)].
5. В. В. Самарцев, Б. П. Смоляков, Р. З. Шарипов, Письма в ЖЭТФ **20**, 644 (1974) [V. V. Samartsev, B. P. Smolyakov, and R. Z. Sharipov, JETP Lett. **20**, 296 (1974)].
6. В. Э. Гусев, А. А. Карабутов, *Лазерная оптоакустика*, Наука, М. (1991).
7. С. А. Ахманов, В. Э. Гусев, УФН **162**, 3 (1992) [S. A. Akhmanov and V. E. Gusev, Sov. Phys.-Uspekhi **35**, 153 (1992)].
8. С. А. Ахманов, В. А. Выслоух, А. С. Чиркин, *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов*, Наука, М. (1988).
9. F. Krausz and M. Ivanov, Rev. Mod. Phys. **81**, 163 (2009).
10. Э. М. Беленов, П. Г. Крюков, А. В. Назаркин, А. Н. Ораевский, А. В. Усков, Письма в ЖЭТФ **47**, 442 (1988) [E. M. Belenov, P. G. Kryukov, A. V. Nazarkin, A. N. Oraevskii, and A. V. Uskov, JETP Lett. **47**, 523 (1988)].
11. Э. М. Беленов, А. В. Назаркин, Письма в ЖЭТФ **51**, 252 (1990) [E. M. Belenov and A. V. Nazarkin, JETP Lett. **51**, 288 (1990)].
12. D. H. Auston, K. P. Cheung, J. A. Valdmanis, and D. A. Kleinman, Phys. Rev. Lett. **53**, 1555 (1984).
13. S. V. Sazonov, J. Phys.: Condens. Matter **6**, 6295 (1994).
14. А. А. Заболотский, Письма в ЖЭТФ **76**, 709 (2002) [A. A. Zabolotskii, JETP Lett. **76**, 607 (2002)].
15. S. V. Sazonov and N. V. Ustinov, Phys. Rev. E **73**, 056614 (2006).
16. Р. М. Архипов, Письма в ЖЭТФ **113**, 636 (2021) [R. M. Arkhipov, JETP Lett. **113**, 611 (2021)].
17. Р. М. Архипов, М. В. Архипов, А. В. Пахомов, М. О. Жукова, А. Н. Цыпкин, Н. Н. Розанов, Письма в ЖЭТФ **113**, 237 (2021) [R. M. Arkhipov, M. V. Arkhipov, A. V. Pakhomov, M. O. Zhukova, A. N. Tsypkin, and N. N. Rosanov, JETP Lett. **113**, 242 (2021)].
18. Н. Н. Розанов, *Диссипативные оптические и родственные солитоны*, Физматлит, М. (2021).
19. N. Akhmediev, A. Ankiewicz, J. M. Soto-Crespo, and Ph. Grelu, International Journal of Bifurcation and Chaos **19**, 2621 (2009).
20. N. A. Veretenov, N. N. Rosanov, and S. V. Fedorov, Phys. Rev. Lett. **117**, 183901 (2016).
21. С. В. Федоров, Н. Н. Розанов, Н. А. Веретенев, Письма в ЖЭТФ **107**, 342 (2018) [S. V. Fedorov, N. N. Rosanov, and N. A. Veretenov, JETP Lett. **107**, 327 (2018)].
22. С. К. Турицын, Н. Н. Розанов, И. Я. Яруткина, А. Е. Беднякова, С. В. Федоров, О. В. Штырина, М. П. Федорук, УФН **186**, 713 (2016) [S. K. Turitsyn, N. N. Rosanov, I. A. Yarutkina, A. E. Bednyakova, S. V. Fedorov, O. V. Shtyrina, and M. P. Fedoruk, Phys.-Uspekhi **59**, 642 (2016)].
23. Н. А. Веретенев, Н. Н. Розанов, С. В. Федоров, УФН **192**, 143 (2022) [N. A. Veretenov, N. N. Rosanov, and S. V. Fedorov, Phys.-Uspekhi **65**, 131 (2022)].
24. V. E. Lobanov, N. M. Kondratiev, and I. A. Bilenko, Opt. Lett. **46**, 2380 (2021).
25. С. В. Сазонов, Письма в ЖЭТФ **113**, 612 (2021) [S. V. Sazonov, JETP Lett. **113**, 592 (2021)].
26. С. В. Сазонов, Письма в ЖЭТФ **114**, 102 (2021) [S. V. Sazonov, JETP Lett. **114**, 104 (2021)].
27. S. V. Sazonov, Phys. Rev. A **103**, 053512 (2021).
28. С. В. Сазонов, Письма в ЖЭТФ **114**, 160 (2021) [S. V. Sazonov, JETP Lett. **114**, 132 (2021)].
29. S. V. Sazonov, Laser Physics Lett. **18**, 105401 (2021).
30. С. В. Сазонов, Письма в ЖЭТФ **116**, 25 (2022) [S. V. Sazonov, JETP Lett. **116**, 22 (2022)].
31. В. А. Голенищев-Кутузов, В. В. Самарцев, Н. К. Соловаров, Б. М. Хабибуллин, *Магнитная квантовая акустика*, Наука, М. (1977).

32. Дж. Такер, В. Рэмpton, *Гиперзвук в физике твердого тела*, Мир, М. (1975) [J. W. Tucker and V. W. Rampton, *Microwave Ultrasonics in Solid State Physics*, North-Holland Publishing Company, Amsterdam (1972)].
33. У.Х. Копвиллем, В.Р. Ризаев, *ЖЭТФ* **65**, 2297 (1973) [U. Kh. Korvillem and V. R. Rizaev, *Sov. Phys. JETP* **38**, 1147 (1974)].
34. К. Н. Баранский, *Физическая акустика кристаллов*, МГУ, М. (1991).
35. В. А. Красильников, В. В. Крылов, *Введение в физическую акустику*, Наука, М. (1984).
36. Н. И. Коротеев, И. Л. Шумай, *Физика мощного лазерного излучения*, Наука, М. (1991).
37. J. C. Eilbeck, J. D. Gibbon, P. J. Caudrey, and R. K. Bullough, *J. Phys. A* **6**, 1337 (1973).
38. С. А. Альтшулер, Б. М. Козырев, *Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп*, Наука, М. (1972).
39. В. А. Васильев, Ю. М. Романовский, В. Г. Яхно, *Автоволновые процессы*, Наука, М. (1987).
40. J. de Klerk, *Phys. Rev.* **139**, A1635 (1965).