

Светодетонационная волна в цилиндрическом Z-пинче

У. Юсупалиев¹⁾, Н. Н. Сысоев, С. А. Шутеев¹⁾, В. Г. Еленский

Физический факультет МГУ им. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 13 июля 2015 г.

Наблюдаемая ранее другими исследователями вторичная волна сжатия в цилиндрическом Z-пинче идентифицирована нами как светодетонационная волна (СДВ). Она возникает на внутренней поверхности разрядной камеры под действием мощного УФ-излучения плазменного шнура на стадии его максимального сжатия. На опыте найдено условие образования СДВ. С использованием законов сохранения для СДВ с учетом давления газа, затрат на образование приповерхностной плазмы и энергии ионизации вовлекаемого в волну газа определена зависимость ее числа Маха от ее безразмерной обобщенной переменной. Проведена аналогия с СДВ, создаваемой с помощью мощного лазерного излучения. Указанная зависимость в пределах ошибки измерения согласуется с опытными данными для СДВ, образуемых обоими способами.

DOI: 10.7868/S0370274X15180149

Введение. Экспериментально обнаруженная нами волна поглощения, возникающая под действием мощного излучения (видимого и УФ-диапазона спектра) плазменного шнура Z-пинча в Ne и Ar, наблюдалась и ранее в D₂ [1] и Ar [2]. Однако эта волна была интерпретирована как “вторичная волна сжатия, движущаяся к центру” [1] и “эффект рождения и отрыва вторичной светящейся оболочки от ... стенки камеры” [2]. Вероятно, поэтому закономерности ее возникновения и распространения в таком импульсном разряде до сих пор не были исследованы подробно. В данной работе мы идентифицируем такую волну как светодетонационную волну (СДВ) по аналогии с достаточно хорошо изученной СДВ, возникающей при действии на твердое вещество мощного лазерного излучения (см., например, [3, 4]). Кроме того, в работе исследованы основные зависимости этой СДВ от параметров излучения и газа. Показана их физическая идентичность лазерной СДВ.

1. Экспериментальная установка и обсуждение результатов эксперимента. Экспериментальная установка и методы измерения характеристик Z-пинча описаны в [1, 2, 5]. Разрядный контур состоял из батареи конденсаторов емкостью 20 мкФ с зарядным напряжением $U_0 = (10–40)$ кВ. Динамика излучающих областей разряда изучалась двумя сверхскоростными фоторегистраторами СФР-2М, работающими в режиме целевой развертки. Плотность потока излучения разряда в полосе прозрачности кварца измерялась калориметром.

Из рис. 1 и 2 видно, что под действием электродинамических сил $j_Z(r)H_\varphi(r)$, возникающих при взаимодействии скинированной токовой оболочки ($j_Z(r)$) при $t \approx 1$ мкс на рис. 2а) с собственным магнитным полем ($H_\varphi(r)$) при $t \approx 1$ мкс на рис. 2б), начинается ее сжатие и перед ней образуется сходящаяся ударная волна (CSW на рис. 1б). По мере сжатия вследствие роста разрядного тока J (рис. 1а) и уменьшения радиуса токовой оболочки l (рис. 1б) происходит увеличение скорости этого электродинамического “поршня”. На стадии максимального сжатия (от ~ 5.3 до ~ 6.2 мкс) вблизи оси симметрии разряда плазменный шнур нагревается как отраженной от оси ударной волной (RSW), так и дополнительным сжатием за счет силы инерции тормозящего плазменного потока. В результате плотность потока излучения от этого шнура q в видимом и УФ-диапазоне сильно увеличивается (для рис. 1с $T_{\max} \approx 35 \cdot 10^3$ К, $q_{\max} \approx \sigma_0 T_{\max}^4 \approx 8.5 \cdot 10^{10}$ Вт/м²), а спектр его становится сплошным (рис. 1д). Согласно опытным данным работы [6] на этой стадии сжатия в зависимости от параметров разряда температура шнура составляет $T_{\max} \approx (35–55) \cdot 10^3$ К и его излучение близко к излучению абсолютно черного тела.

Если в этом режиме разряда при заданном давлении газа p_0 увеличивать U_0 и начальную скорость нарастания разрядного тока F , то при определенных их значениях в момент максимального сжатия шнура вследствие возросшего потока излучения около внутренней поверхности кварцевой разрядной камеры образуется пристеночная плазма из сублимированного кварца, поглощающая фотоны с энергиями $h\nu \geq I$ (I – потенциал ионизации атома и молекулы;

¹⁾e-mail: nesu@phys.msu.ru; shuteev@phys.msu.ru

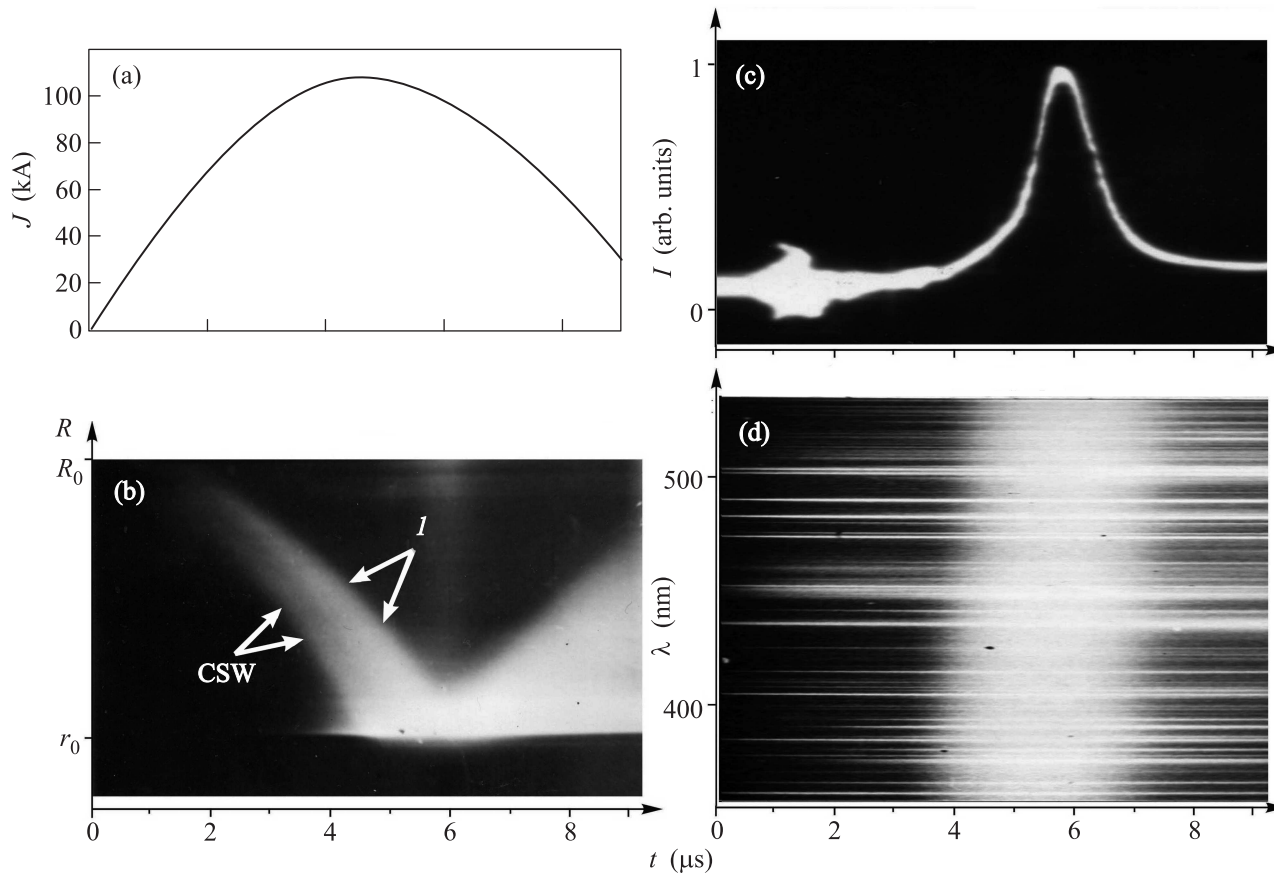


Рис. 1. Синхронизированные с разрядным током $J(t)$ (a) непрерывные развертки по времени излучающих областей (b), импульса излучения (c) и развертка по времени спектра излучения (d) цилиндрического Z -пинча при $U_0 = 20$ кВ и давлении рабочего газа (неона) $p_0 = 1330$ Па ($R_0 = 0.05$ м – радиус кварцевой трубки разрядной камеры). Изображение b получено с торца разрядной камеры, для чего в одном из электродов сделано кварцевое окошко; I – (плазменная) токовая оболочка, CSW – сходящаяся к центру разрядной камеры ударная волна

для молекулы SiO_2 $I = 11.7$ эВ). Дальнейшее поглощение УФ-излучения приводит к расширению образующейся плазмы навстречу излучению, порождая светодетонационную волну (LDW на рис. 3а).

Распространение такой волны свидетельствует о наличии ионизованного газа за магнитным “поршнем”, который захватывает плазму неполностью. Согласно опытным данным [5] доля захваченной таким “поршнем” плазмы η_Z составляет ~ 0.55 – 0.6 , а остальная часть общей массы плазмы в камере остается за ним. Светодетонационная волна распространяется именно по этой относительно слабо ионизованной плазме (со степенью ионизации $\alpha_e < 1$) в магнитном поле разрядного тока. Ее скорость перпендикулярна напряженности поля. Вместе с тем это поле практически не влияет на динамику распространения СДВ, так как магнитное давление поля $p_M = \mu_0 H_\varphi^2(r_{LDW})/2$ намного меньше, чем газокинетическое давление плазмы за фронтом СДВ

$p = \frac{1}{\gamma+1} \eta_Z \rho_0 V_{LDW}^2$ [3] (здесь μ_0 – магнитная постоянная, $H_\varphi(r_{LDW})$ – значение напряженности магнитного поля в его радиальном распределении, где находится фронт СДВ со скоростью V_{LDW}). Для условий рис. 3 $H_\varphi(r_{LDW}) \approx 0.8 \cdot 10^5$ А/м, эффективный показатель адиабаты ионизованного газа $\gamma = 1.3$, $\eta_Z = 0.55$, $V_{LDW} \approx 9.7$ м/с, $p_M \approx 1.25 \cdot 10^4$ Па и $p \approx 5.2 \cdot 10^5$ Па.

Феномен генерации СДВ в Z -пинче заключается в образовании пристеночной плазмы, для чего требуется, чтобы величина q превышала некоторое пороговое значение q_{th} за время плазмообразования τ_{th} (100–150) нс (рис. 3а). В результате дальнейшего поглощения излучения давление пристеночной плазмы увеличивается. При ее расширении она порождает волну поглощения, происходящего непосредственно за фронтом этой волны.

Итак, условиями образования волны поглощения и ее поддержания являются превышение q порогово-

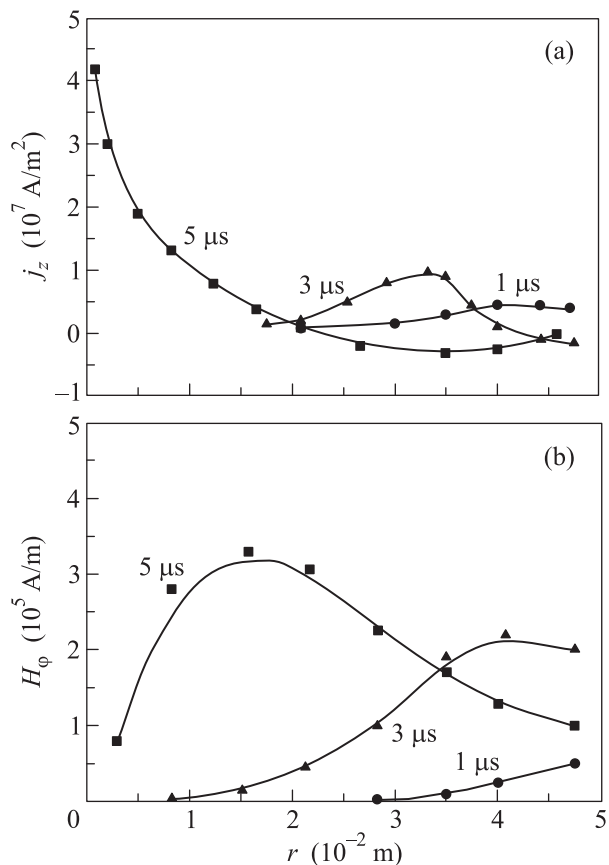


Рис. 2. Радиальные распределения плотности разрядного тока $j_z(r)$ (a) и напряженности азимутального магнитного поля $H_\varphi(r)$ (b) в различные моменты времени для условий рис. 1

го значения q_{th} , поглощение мощного УФ-излучения от шнура ионизованным газом за фронтом этой волны и ее распространение навстречу падающему излучению. Эти условия практически совпадают с условиями для СДВ, возникающей при воздействии мощного лазера на поверхность твердой мишени [3]. Различие данных способов воздействия на мишень состоит только в ширине спектра излучения: в лазере он узкий, в Z-пинче – широкий.

2. Критерий образования СДВ. В [6] с использованием баланса энергии для Z-пинча впервые установлена его безразмерная обобщенная переменная $\Xi_Z = \frac{U_{d0} F \rho_0 A}{l_0 \rho_0^2 B^2}$, где U_{d0} – начальное падение напряжения между электродами разрядной камеры длиной l_0 , ρ_0 , T_0 и γ_0 – плотность, температура и показатель адиабаты рабочего газа соответственно,

$$A = \pi \left[\left(\frac{\gamma}{\gamma - 1} \right) \left(\frac{\gamma_0 + 1}{2} \right) + \eta_Z \frac{1}{2} \right],$$

$$B = \pi \left[\frac{I}{kT_0} - \left(\frac{1}{\gamma - 1} \right) \left(\frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0 + 1} \right) - \frac{1}{\gamma_0 - 1} - \frac{2\gamma_0}{\gamma_0 + 1} \right].$$

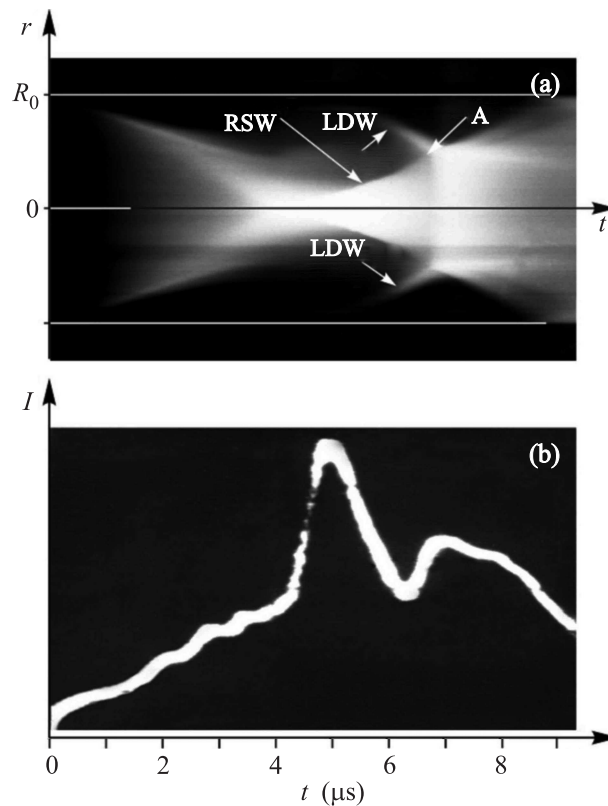


Рис. 3. (a) – Развертка во времени динамики плазменного шнура и ударных волн, возникающих в процессе однократного сжатия цилиндрического Z-пинча в неоне при $U_0 = 30$ кВ, $p_0 = 1330$ Па ($\Xi_Z = 2400$); RSW – отраженная от оси ударная волна, LDW – светодетонационная волна. (b) – Осциллограмма сигнала от фотоэлектронного умножителя (импульса излучения плазмы в диапазоне спектра 200–390 нм). В точке A имеет место встречное взаимодействие RSW и LDW. В результате происходят дополнительные сжатие и нагрев плазмы за их фронтами, что отражается на виде светового импульса: у него появляется второй “горб”

Там же продемонстрировано, что переменная Ξ_Z может служить критерием режимов (однократного, двукратного и т.д.) сжатия Z-пинча. В настоящей работе мы рассматриваем только однократный режим сжатия. Опыт показал, что СДВ в Z-пинче в Ne возникают при $\Xi_Z \geq 2200$.

3. Модель распространения СДВ. В [3, 4] в пренебрежении p_0 , удельной внутренней энергией невозмущенного газа ε_0 и удельной энергией ε_{ion} , затраченной на ионизацию вовлекаемого в волну газа, для скорости лазерной СДВ получена следующая формула:

$$V_{LDW} = [2(\gamma^2 - 1)]^{1/3} (q/\rho_0)^{1/3}. \quad (1)$$

Зависимость величины V_{LDW} от характеристик излучения и газа исследовалась путем численного моделирования (без учета ε_0 и ε_{ion}) авторами работ [7, 8].

По аналогии с лазерной СДВ волну поглощения мощного излучения из плазменного шнура (если отвлечься от ее внутренней структуры) можно представить как плоский гидродинамический разрыв, распространяющийся по слабоионизованному газу. Поглощение излучения внутри области разрыва приводит к тому, что в вовлекаемом в него газе скачком изменяются его плотность ρ , давление p и удельная внутренняя энергия ε . В отличие от [3] учтем в законах сохранения массы, импульса и энергии величины p_0 , ε_0 , ε_{ion} и q_{th} . Тогда при переходе через этот разрыв в системе координат, движущейся вместе с разрывом, они имеют следующий вид:

$$\rho_0 = V_{LDW} = \rho u, \quad (2)$$

$$P_0 + \rho_0 V_{LDW}^2 = p + \rho u^2, \quad (3)$$

$$\varepsilon_0 + \frac{p_0}{\rho_0} + \frac{V_{LDW}^2}{2} + \frac{q_{LDW}}{\rho_0 V} = \varepsilon + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2}, \quad (4)$$

где u – скорость возмущенного ионизованного газа относительно разрыва, $\varepsilon_0 = \frac{1}{\gamma_0 - 1} \frac{p_0}{\rho_0}$, $q_{LDW} = q - q_{th}$.

В светодетонационном режиме поглощение излучения происходит непосредственно за фронтом ударной волны, а ее скорость определяется условием Жуке, согласно которому скорость СДВ по отношению к газу за ее фронтом равна местной скорости звука c : $u = c = \sqrt{\gamma(p/\rho)}$ [3].

Измеренные температуры плазмы T за фронтами СДВ (LDW) [3] и СДВ в Z-пинче [9] достигают величины примерно $(25-55) \cdot 10^3$ К. Там же наблюдаются спектральные линии одно- и двукратно ионизованных атомов, т.е. $\alpha_e > 1$. Как показано в этих работах, при давлениях газа $p_0 \geq 665$ Па плазма находится в локальном термодинамическом равновесии. При таких условиях для заданной величины концентрации исходных частиц n значение отношения $\pi_{ion} \equiv \varepsilon_{ion}/\varepsilon_{heat}$ не зависит от температуры T и остается практически постоянным: $\pi_{ion} \approx \text{const} = C_{ion}$ [10] (ε_{heat} – удельная тепловая энергия плазмы). Численные значения постоянной C_{ion} были определены для плазмы следующих газов: He, Ne, Ar, Kr, Xe, N₂, F, C и воздуха. Показано, что в диапазоне варьирования концентрации $n \approx (10^{23}-10^{26}) \text{ м}^{-3}$ при степени равновесной ионизации $\alpha_e > 1$ значение этой постоянной снижается от ~ 3.0 до 1.4. При известном значении постоянной C_{ion} для величины γ в области многократной ионизации газа ($\alpha_e > 1$) из выражения

для удельной внутренней энергии получим следующую формулу:

$$\gamma = 1 + \frac{1}{3/2(1 + C_{ion})}, \quad (5)$$

содержащую зависимость только от постоянного числа C_{ion} .

Используя условие Жуке, соотношение для СДВ $\rho_0/\rho = \gamma/(\gamma + 1)$ [3], из системы уравнений (2)–(4) получим следующее уравнение для скорости СДВ:

$$a_0 V_{LDW}^3 - b_0 V_{LDW} - q_{LDW} = 0, \quad (6)$$

где $a_0 = \frac{\rho_0}{2(\gamma^2 - 1)}$, $b_0 = \frac{\gamma_0 p_0}{\gamma_0 - 1}$. Приняв уравнении (6) $p_0 = 0$, $\varepsilon_0 = 0$ и $q_{th} = 0$, получаем из него формулу (1) как частный случай нашей модели.

Из (6) видно, что скорость V_{LDW} определяется независимыми параметрами излучения и невозмущенного газа q_{LDW} , a_0 и b_0 , из которых можно составить всего один независимый безразмерный комплекс: $\Xi_{LDW} = \frac{\sqrt{a_0 q_{LDW}}}{b_0^{3/2}} = \frac{(\gamma_0 - 1)^{3/2} q_{LDW}}{\sqrt{2(\gamma^2 - 1)} \rho_0 c_0^3}$ (где c_0 – скорость звука в газе). Поскольку Ξ_{LDW} состоит только из независимых величин для СДВ, согласно теории подобия и размерности он представляет собой безразмерную обобщенную переменную СДВ. С помощью Ξ_{LDW} приведем уравнение (6) к безразмерному виду:

$$y^3 - y - \Xi_{LDW} = 0, \quad (7)$$

где $y = \frac{V_{LDW}}{c_0} \sqrt{\frac{\gamma_0 - 1}{2(\gamma^2 - 1)}}$. Согласно данным работы [3] при $p_0 \approx (10^2 - 10^5)$ Па $q_{LDW} > q_{th} \approx 10^{11}$ Вт/м². Тогда из формулы (5) следует, что при $C_{ion} \approx 3.0 - 1.4$ $\gamma \approx 1.17 - 1.28$. При таких значениях q_{LDW} и γ для одноатомных и двухатомных газов дискриминант кубического уравнения (7) $D = \left(\frac{1}{2\Xi_{LDW}}\right)^2 - \frac{1}{27} \sim \sim 10^7 - 23 > 0$ и оно имеет только одно действительное решение, из которого для числа Маха СДВ получим следующую формулу:

$$M_{LDW} = V_{LDW}/c_0 = \sqrt{\frac{2(\gamma^2 - 1)}{\gamma_0 - 1}} F(\Xi_{LDW}), \quad (8)$$

где

$$F(\xi_{LDW}) = \left\{ \left[\frac{1}{2} \Xi_{LDW} + \sqrt{\left(\frac{1}{2} \Xi_{LDW}\right)^2 - \frac{1}{27}} \right]^{1/3} + \left[\frac{1}{2} \Xi_{LDW} - \sqrt{\left(\frac{1}{2} \Xi_{LDW}\right)^2 - \frac{1}{27}} \right]^{1/3} \right\}.$$

Для сравнения результатов нашей модели с опытными данными для СДВ в различных газах перепишем формулу (8) в виде

$$M^{\text{def}} = M_{LDW} \sqrt{\frac{\gamma_0 - 1}{2(\gamma^2 - 1)}} = f(\Xi_{LDW}). \quad (9)$$

Обе части (9) содержат характеристики газа и плазмы: γ_0 и γ .

На рис. 4 приведена экспериментальная зависимость величины M от переменной Ξ_{LDW} для СДВ,

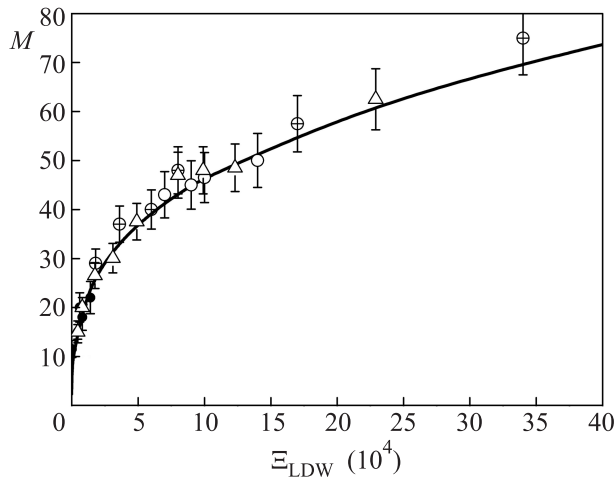


Рис. 4. Зависимость величины M от безразмерной обобщенной переменной Ξ_{LDW} для светодетонационных волн, образованных с помощью как Z-пинча, так и мощного лазера. Z-pinch: \triangle – $p_0 = 532$ Па, $q = (1.35-4.2) \cdot 10^{11}$ Вт/м². Laser: \bullet – air, $p_0 = 10^5$ Па, $q = (4-30) \cdot 10^{11}$ Вт/м²; \circ – air, $p_0 = 3.3 \cdot 10^3$ Па, $q = (4-8) \cdot 10^{11}$ Вт/м²; \oplus – He, $p_0 = (1.3-26.6) \cdot 10^3$ Па, $q = 1.3 \cdot 10^{12}$ Вт/м²

образованных с помощью как Z-пинча, так и мощного лазера. Данные лазерной СДВ для расчета числа M_{LDW} и переменной Ξ_{LDW} взяты из работы [3] для воздуха и гелия. На том же рисунке приведена кривая, построенная по формуле (9). Кривая для СДВ в Z-пинче согласуется с опытными данными при

показателе адиабаты невозмущенного ионизованного газа перед фронтом СДВ $\gamma_0 = 1.3$. Видно, что эта кривая в пределах ошибки измерения удовлетворительно согласуется с опытными данными для обоих видов воздействия.

Таким образом, предложенная нами модель распространения СДВ адекватно описывает не только наши опытные данные, но и результаты других исследователей.

1. В. С. Комельков, *ЖЭТФ* **35**, 16 (1958).
2. В. И. Артамонов, *Динамика и излучение кумулирующего на стенку Z-пинча*, Дисс. на соиск. к.ф.-м.н., МГУ, М. (1981).
3. А. В. Данилычев, В. Д. Зворыкин, *Тр. ФИАН* **142**, 117 (1983).
4. Ю. П. Райзер, *Лазерная искра и распространение разрядов*, Наука, М. (1974).
5. У. Юсупалиев, С. А. Шутеев, П. У. Юсупалиев, *Прикладная физика* **5**, 40 (2010).
6. У. Юсупалиев, *Краткие сообщения по физике* **35**(4), 44 (2008).
7. V. G. Bakaev, D. Batani, I. A. Krasnyuk, I. G. Lebo, A. O. Levchenko, G. V. Sychugov, V. F. Tishkin, D. A. Zayarnyi, and V. D. Zvorykin, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38**, 2031 (2005).
8. С. Ю. Пирогов, Д. Г. Белянин, А. С. Юрьев, В. В. Типаев, *Письма в ЖТФ* **36**(23), 62 (2010).
9. У. Юсупалиев, С. А. Шутеев, *Ионизационный состав цилиндрического Z-пинча в аргоне*, Препринт # 24 физического факультета МГУ им. М. В. Ломоносова (2015).
10. У. Юсупалиев, *Краткие сообщения по физике* **42**(4), 34 (2015).