

Для разряда с параметрами $C = 2.7$ мкф, $U_0 = 40$ кв, $0.5T = 15$ мксек (T — период изменения тока), $l = 1,5$ см получают следующие результаты: $R = 1.5$ мм при $t = 5$ мксек и $R = 3.0$ мм при $t = 10$ мксек. Экспериментальные значения радиуса канала, приведенные в работе [2], составляют около 1.5 и 2.3 мм соответственно через 5 и 10 мксек после начала разряда.

Авторы благодарят С. И. Брагинского за полезное обсуждение.

Поступила 9 I 1964

ЛИТЕРАТУРА

1. Martin E. A. Experimental investigation of High-Energy Density High-Pressure Arc Plasma. J. Appl. Phys., 1960, v. 31, p. 255.
2. Скворцов Ю. А., Комельков В. С., Кузнецов А. М. Расширение канала искры в жидкости. Ж. техн. физ., 1960, т. 30, стр. 1165.
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. Гостехиздат, 1960.
4. Lighthill M. Dynamics of Dissociated Gases J. Fluid. Mech., 1957, v. 2, p.1.
5. Батлер Н., Броккау Р. Теплопроводность газовых смесей при химическом равновесии. Сб. «Проблемы движения головной части ракет дальнего действия» под ред. Е. В. Самуйлова, Изд. иностр. лит., 1959.
6. Спитцер Л. Физика полностью ионизованного газа. Изд. иностр. лит., 1957.
7. Брагинский С. И. К теории развития канала искры. Ж. эксперим. и теор. физ., 1958, т. 34, стр. 1548.
8. Драбкина С. И. К теории развития канала искрового разряда. Ж. эксперим. и теор. физ., 1951, т. 21, стр. 473.
9. Esker G., Gröll W. Lowering of the Ionization Energy for Plasma in Thermodynamic Equilibrium. Phys. Fluids., 1963, v. 6, p. 62.
10. Кудрин Л. П. К уравнению состояния частично ионизированного водорода. Ж. эксперим. и теор. физ., 1961, т. 40, стр. 1134.

О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ УДАРНЫХ ВОЛН В ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩЕМ ГАЗЕ СО СЛАБЫМИ МАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ

В. П. Коробейников

(Москва)

Рассмотрим задачу о возмущении начального слабого магнитного поля H_0 при распространении сильной ударной волны точечного взрыва в бесконечно проводящем покоящемся совершенном газе, начальная плотность которого ρ_0 .

Будем считать, что $\rho_* v_*^2 \gg H_0^2 / 8\pi$ (ρ_* — плотность за ударной волной, v_* — скорость за ударной волной) и в первом приближении пренебрегать влиянием поля H_0 на возмущенное движение газа.

Считаем, что взрыв произошел от выделения энергии в точке, вдоль плоскости или вдоль прямой, и по газу распространяется соответственно сферическая, цилиндрическая и плоская ударная волна. Движение газа предполагается одномерным и все газодинамические параметры течения зависят лишь от одной геометрической координаты r и времени t . Можно также считать, что газодинамические функции зависят лишь от лагранжевой координаты r_0 (начальной координаты частицы) и времени t . В случае сферической волны ($\nu = 3$) задачу рассматриваем в сферических координатах r, θ, φ , в случае цилиндрической ударной волны ($\nu = 2$) примем цилиндрические координаты r, φ, z , а в случае плоской волны ($\nu = 1$) декартовы координаты r, y, z .

Из уравнения индукции для магнитного поля [1,2] и уравнения неразрывности находим следующие формулы для компонент магнитного поля в зоне возмущенного движения:

$$H_1 = H_{10} \left(\frac{r_0}{r} \right)^{\nu-1}, \quad H_2 = H_{20} \frac{\rho}{\rho_0} \left(\frac{r}{r_0} \right)^\omega, \quad H_3 = H_{30} \frac{\rho}{\rho_0} \left(\frac{r}{r_0} \right)^{1/2(\nu-2)(\nu-1)} \quad (1)$$

Здесь $\omega = 1$ при $\nu = 2, 3$; $\omega = 0$ при $\nu = 1$; H_i — компоненты вектора магнитного поля соответственно в сферической, цилиндрической и декартовой системах координат.

Из (1) следует, что соответствующие условия на ударной волне для поля [3] выполнены. Заметим, что формулы (1) дают компоненты возмущенного магнитного поля для широкого класса одномерных течений, а не только для течений при взрыве в слабом магнитном поле.

В дальнейшем для простоты будем считать начальную плотность ρ_0 постоянной. В этом случае для r/r_0 имеем зависимость [4]:

$$\left(\frac{r}{r_0}\right)^{\nu} = \frac{p}{p_*} \left(\frac{\rho}{\rho_*}\right)^{-\gamma} \left(\frac{r}{r_*}\right)^{\nu} \quad (2)$$

Здесь γ — отношение удельных теплоемкостей r_* — координата ударной волны, p_* — давление за фронтом волны; зависимости p/p_* , ρ/ρ_* , ρ/ρ_0 от r/r_* известны из аналитического решения задачи о сильном взрыве, полученного Л. И. Седовым [4]. Таким образом, в рассматриваемой постановке формулы (1), (2) дают точное решение задачи о возмущении магнитного поля в начальной стадии точечного взрыва.

Рассмотрим частный случай постоянного начального магнитного поля ($H_0 = \text{const}$).

Пусть для сферической волны начальное поле \mathbf{H}_0 направлено по оси z , для цилиндрической волны оно составляет угол α с осью z , а в плоском случае имеет компоненты H_{r_0} , H_{y_0} , H_{z_0} .

Для этого примера из (1) получаем

$$H_r = H_0 \cos \theta \left(\frac{r_0}{r}\right)^2, \quad H_\theta = -H_0 \sin \theta \frac{\rho r}{\rho_0 r_0}, \quad H_\varphi = 0 \quad (\nu = 3)$$

$$H_r = H_0 \sin \alpha \sin \varphi \frac{r_0^\nu}{r}, \quad H_\varphi = H_0 \sin \alpha \cos \varphi \frac{\rho r}{\rho_0 r_0}, \quad H_z = H_0 \cos \alpha \frac{\rho}{\rho_0} \quad (\nu = 2)$$

$$H_r = H_{r_0}, \quad H_y = H_{y_0} \frac{\rho}{\rho_0}, \quad H_z = H_{z_0} \frac{\rho}{\rho_0} \quad (\nu = 1)$$

Следует заметить, что отмеченный выше частный случай постоянного начального магнитного поля был изучен ранее в работе [3].

Случай цилиндрического взрыва, когда поле имеет одну компоненту H_z , рассматривался также в работе [6]. Вопросы взаимодействия плоской ударной волны со слабым магнитным полем, не связанные с задачами теории взрыва, изучались в работе [7]. Заметим также, что для сферически-симметричного течения может быть найдено возмущение поля при взрыве в несжимаемой жидкости. В этом случае в формулах (1) следует считать $\rho = \rho_0$. Из уравнения неразрывности в переменных Лагранжа найдем

$$r_0/r = \Omega^{1/3} \quad (\Omega = (r^3 - l^3)/r^3)$$

Здесь l — радиус каверны, зависимость которого от t известна [4]. При этом из формул (1) имеем

$$H_r = H_{r_0} \Omega^{2/3}, \quad H_\theta = H_{\theta_0} \Omega^{-1/3}, \quad H_\varphi = H_{\varphi_0} \Omega^{-1/3} \quad (3)$$

К сожалению, решение (3) теряет смысл вблизи границы каверны, так как H_θ и H_φ обращаются в бесконечность при $r = l$.

Поступила 9 IV 1964

ЛИТЕРАТУРА

1. Каулинг Т. Магнитная гидродинамика. Изд. иностр. лит., М., 1959.
2. Куликовский А. Г., Любимов Г. А. Магнитная гидродинамика. Физматгиз, М., 1962.
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред. Гостехиздат, М., 1957.
4. Седов Л. И., Методы подобия и размерности в механике, 4-е изд. Гостехиздат, М., 1957.
5. Коробейников В. П., Карликов В. П. О взаимодействии сильных взрывных волн с электромагнитным полем. Докл. АН СССР, 1960, т. 133, № 4.
6. M u r g e y I. D., Strong cylindrical shock waves in magnetogasodynamics. *Mathematika*, 1961, v. 8, p. 2.
7. Бюргерс Ж. М. Проникание ударной волны в магнитное поле, Сб. «Магнитная гидродинамика», Атомиздат, М., 1958.