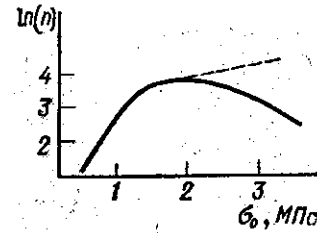
(13): $a \approx b = 3{,}97 \cdot 10^{-8}$ см [14], $\mu = 1{,}82 \cdot 10^{10}$ Н/м² [15], $kT = 0{,}025$ эВ, $\rho_0 = 10^{8}$см$^{-2}$, $\alpha = 2 \cdot 10^{4}$.

Таким образом, на начальной стадии деформации ультразвуком должна иметь место экспоненциальная зависимость избыточной концентрации вакансий от амплитуды механических напряжений. При увеличении σ_0 концентрация вакансий вначале достигает насыщения, а затем уменьшается. Уменьшение концентрации вакансий в рамках рассматриваемой модели связано с резким увеличением плотности дислокаций. Однако выражение (12) несправедливо при больших σ_0. Замедление роста плотности дислокаций на стадии упрочнения приведет к увеличению избыточной концентрации вакансий. Возможное изменение характера зависимости $n(\sigma_0)$ изображено на рисунке пунктиром.



Зависимость избыточной концентрации вакансий от амплитуды механических напряжений

Автор благодарит докторов физ.-мат. наук Н. А. Тяпунину и А. И. Осипова за обсуждение работы и ценные советы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Bueren H. G. van. Acta Metallurg., 1955, 3, N 5, p. 519. [2] Lenasson C.-G. Scripta Metallurg., 1972, 6, N 3, p. 1125. [3] McCormic P. G., Murty K. Linga. Scripta Metallurg., 1972, 6, N 3, p. 225. [4] Ройтбурд А. Л. В кн.: Динамика дислокаций. Харьков: Изд-во АН УССР, 1968, с. 448—458. [5] Тяпунина Н. А., Целебровский А. Н. Кристаллография, 1973, 18, № 3, с. 649. [6] Тяпунина Н. А., Целебровский А. Н. Кристаллография, 1975, 20, № 4, с. 859. [7] Тяпунина Н. А., Целебровский А. Н. Кристаллография, 1976, 21, № 1, с. 221. [8] Фридель Ж. Дислокации. М.: Мир, 1967, с. 143—149, 88. [9] Essmann U., Mughrabi H. Phil. Mag., (A), 1979, 40, N 6, p. 731. [10] Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций. М.: Атомиздат, 1972, с. 401, 536. [11] Абрамовиц М., Стиган И. Справочник по специальным функциям. М.: Наука, 1979, с. 315, 199. [12] Тяпунина Н. А., Штром Е. В. Физ. мет. и металловедение, 1967, 23, с. 744. [13] Пинес Б. Я., Омельяненко И. Ф. В кн.: Динамика дислокаций. Харьков: Изд-во АН УССР, 1968, с. 242—252. [14] Лубенец С. В. В кн.: Физика конденсированного состояния. Харьков, 1973, вып. 23, с. 17. [15] Huntington H. B. Solid State Physics, 1958, 7, p. 286.

Поступила в редакцию
29.09.80

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, т. 23, № 3

УДК 533.011:534.222.2

ВОЗНИКНОВЕНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН В УДАРНОЙ ТРУБЕ В ПРОЦЕССЕ РАСКРЫТИЯ ДИАФРАГМЫ

Л. С. Штеменко

(кафедра молекулярной физики)

В работах [1, 2] показано, что в ударной трубе волны сжатия, образующие ударную волну, возникают в процессе раскрытия диафрагмы непосредственно за фронтом второго нестационарного ударного разрыва в струе толкающего газа. Однако механизм возникновения волн сжатия конечной амплитуды оставался неясным. Настоящая работа и посвящена исследованию картины возникновения волн сжатия в

ударной трубе. Для этого на установке, описанной ранее в работе [3], была измерена скорость всех возмущений, выходящих из струи толкающего газа в толкаемый газ во время раскрытия диафрагмы. В экспериментах использовались диафрагмы из латунной и медной фольги толщиной 0,1 мм с крестообразными насечками. Времена раскрытия

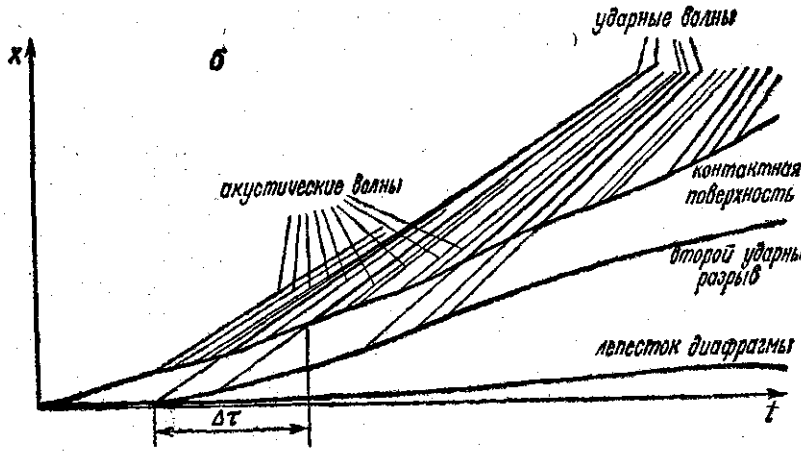


Рис. 1. Развертка (*а*) и схема (*б*) течения воздуха из камеры в канал ударной трубы через раскрывающуюся диафрагму; p_0=260 мм рт. ст., $\tau_д$=500 мкс, c_4=735 м/с

таких диафрагм составляют 400—550 мкс. Скорость измерялась по временным разверткам течения на расстоянии 0,5—2 калибра для различных начальных условий в канале и камере ударной трубы. В камере находился азот или смесь гелия с воздухом, в канале — воздух. Число Маха ударной волны менялось от 1,5 до 3,0. Типичная развертка течения представлена на рис. 1, *а*. На рис. 1, *б* дана схема течения.

В табл. 1 приведены значения скорости возмущений (V), следующих друг за другом по мере раскрытия диафрагмы, для разных начальных условий (p_0 — начальное давление в канале, $t_д$ — время раскрытия диафрагмы, c_4 — скорость звука в камере); в рамке указаны значения скорости ударной волны U, если одно из возмущений считать ударной волной, и скорости акустических возмущений за ударной волной (v_2+c_2), рассчитанной по законам сохранения на фронте; v_2 — скорость газа за ударной волной, c_2 — скорость звука за ней. Как видно из таблицы, значения скорости возмущений, выходящих в толкаемый газ непосредственно за предполагаемой ударной волной, хорошо согласуются с рассчитанными значениями скорости акустиче-

Таблица 1

Начальные условия	Скорость возмущений V																					
$c_4 = 350$ м/с $p_0 = 1$ атм $t_д = 470$ мкс	$V \pm 20$																					
	330	330	330	360	370	360	370	360	350	370	360	370	380	390	390	390	400	400	390	420	420	410
			$U = 360$ $v_{ак} = 378$											$U = 390$ $v_{ак} = 402$								
$c_4 = 735$ м/с $p_0 = 260$ мм рт. ст. $t_д = 500$ мкс	$V \pm 20$							$V \pm 25$					$V \pm 30$									
	340	350	340	340	390	430	420	480	480	470	510	490	560	530	560	535	540	580	600	600	630	650
				$U = 390$ $v_{ак} = 434$				$U = 470$ $v_{ак} = 503$					$U = 530$ $v_{ак} = 555$				$U = 580$ $v_{ак} = 603$					$U = 650$
$c_4 = 350$ м/с $p_0 = 260$ мм рт. ст. $t_д = 425$ мкс	$V \pm 10$						$V \pm 15$							$V \pm 20$								
	350	370	400	400	420	425	470	470	480	500	515	530	550	610								
		$U = 375$ $v_{ак} = 407$				$U = 435$ $v_{ак} = 461$			$U = 480$ $v_{ак} = 498$			$U = 530$ $v_{ак} = 559$		$U = 610$								
$c_4 = 350$ м/с $p_0 = 260$ мм рт. ст. $t_д = 580$ мкс	$V \pm 20$								$V \pm 25$									$V \pm 30$				
	360	370	380	400	425	430	410	470	460	480	470	490	495	490	530	550						
		$U = 370$ $v_{ак} = 398$			$U = 415$ $v_{ак} = 432$			$U = 460$ $v_{ак} = 486$							$U = 530$ $v_{ак} = 569$							

Продолжение табл. 1

Начальные условия	Скорость возмущений V	Значение	U, $v_{ак}$
$c_4 = 350$ м/с, $p_0 = 100$ мм рт. ст., $t_д = 420$ мкс	$V \pm 10$	350	$U = 360$, $v_{ак} = 378$
		400	$U = 400$, $v_{ак} = 421$
		410	
		450	$U = 450$, $v_{ак} = 476$
	$V \pm 15$	520	$U = 505$, $v_{ак} = 532$
		520	
		520	
		540	
		550	
		540	
	$V \pm 20$	630	$U = 630$
$c_4 = 350$ м/с, $p_0 = 60$ мм рт. ст., $t_д = 390$ мкс	$V \pm 10$	405	$U = 405$, $v_{ак} = 460$
		455	
	$V \pm 15$	475	
		570	$U = 560$, $v_{ак} = 639$
	$V \pm 20$	620	
		640	
		655	
		660	
	$V \pm 25$	810	$U = 810$

$v_{ак} = v_2 + c_2$.
Значения V, U, $v_{ак}$ даны в м/с.

ских возмущений за ее фронтом. Следовательно, одни возмущения представляют собой слабые ударные волны ($M = 1{,}03$—$1{,}40$), а другие — акустические волны ($M = 1$), движущиеся за ударными. Такая система волн подтверждается и рис. 2, на котором приведено изменение во времени скорости возмущений на расстоянии 1,4 калибра от диафрагмы ($p_0 = 100$ мм рт. ст., $c_4 = 350$ м/с). Из графика видно, что скорость возмущений либо меняется скачком, либо остается постоянной (в пределах ошибки измерений). Анализ данных показывает, что за время раскрытия диафрагмы ударные волны возникают тем чаще и интенсивнее, чем меньше время раскрытия и начальное давление в канале ударной трубы и чем больше скорость звука в камере.

Отметим следующее: принятая волновая система построена в предположении, что изменения параметров течения слабыми возмущениями достаточно малы и ими можно пренебречь. В пределах ошибок измерений это условие выполнялось: скорость каждого возмущения не менялась на расстоянии 0,5—2 калибра.

Рассмотрим, как могут возникать наблюдаемые в опытах возмущения. Перед вторым ударным разрывом в струе, как показывает анализ фотографий течения, существует множество слабых возмущений. Они

образуются при обтекании струей толкающего газа острых кромок лепестков раскрывающейся диафрагмы. Как известно [4—7], слабые возмущения, движущиеся навстречу ударному фронту, усиливаются после взаимодействия с ним. Интенсивность прошедших акустических волн может увеличиться в несколько раз. В толкаемом газе они должны распространяться с местной скоростью звука, что и наблюдается в опытах (см. табл. 1).

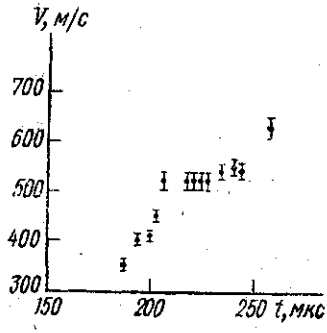


Рис. 2. Изменение во времени скорости возмущений, выходящих из толкающего газа в толкаемый на расстоянии 1,4 калибра от диафрагмы; $p_0=100$ мм рт. ст., $c_4=350$ м/с

Рис. 3. Профили давления p и плотности ρ для относительного времени раскрытия диафрагмы $\bar{t}_д$ при $\bar{t}=2{,}18$; точка $x=0$ соответствует положению диафрагмы в ударной трубе, $\bar{t}_д$ — время раскрытия диафрагмы; $\bar{p}=p/p_0$; $\bar{\rho}=\rho/\rho_0$; $x=x/D$, D — диаметр трубы, $\bar{t}=t\sqrt{p_0/\rho_0}/D$

Возникновение ударных волн можно представить себе следующим образом. Как показано в работах [1, 8], непосредственно за фронтом второго ударного разрыва значения всех параметров течения толкающего газа возрастают в несколько раз во время раскрытия диафрагмы, т. е. в струе толкающего газа существует область больших градиентов плотности, скорости и давления, увеличивающихся со временем. На рис. 3 представлено распределение плотности и давления в толкающем газе, взятое из работы [8]. В какой-то момент времени градиент плотности или давления может стать бесконечным, и возникнет разрыв — ударная волна. В системе координат, связанной со стенками канала, область больших градиентов движется в струе толкающего газа. Таким образом, задача аналогична задаче образования ударной волны из волны сжатия конечной амплитуды при ее движении. Оценим время такого образования для одномерного случая. Поскольку волна сжатия распространяется по неоднородному толкающему газу, то для оценки воспользуемся выражением, связывающим изменение градиента плотности в волне сжатия $\frac{d}{dt}(\rho_{2x})$ с градиентами плотности перед волной (ρ_{1x}) и за ней (ρ_{2x}). Это выражение получено из условий совместности в работах [9, 10]:

$$\frac{1}{c_1}\frac{d}{dt}\left(\frac{\rho_{2x}}{\rho_1}\right)=-\frac{(\gamma+1)\rho_{2x}^2}{2\rho_1^2}-\frac{2-\gamma}{2}\frac{\rho_{1x}^2}{\rho_1^2}+\frac{\rho_{1x}\rho_{2x}}{\rho_1^2}+$$
$$+\frac{3}{2}\frac{c_{1t}}{c_1^2}\frac{\rho_{1x}}{\rho_1}-\frac{3}{2}\frac{c_{1t}}{c_1^2}\frac{\rho_{2x}}{\rho_1}+\frac{3}{2}\frac{v_{1x}}{c_1}\left(\frac{\rho_{1x}}{\rho_1}-\frac{\rho_{2x}}{\rho_1}\right)+$$
$$+\frac{1}{c_1}\frac{d}{dt}\left(\frac{\rho_{1x}}{\rho_1}\right).$$

Здесь c_1 — скорость звука перед волной, c_{1t} — изменение во времени скорости звука, ρ_1 — плотность перед волной, v_{1x} — градиент скорости перед волной, $\gamma=c_p/c_v$ — отношение теплоемкостей.

Интегрирование этого выражения дает следующее значение для ρ_{2x}/ρ_1:

$$\frac{\rho_{2x}}{\rho_1}=\frac{\rho_{1x}}{\rho_1}+$$

$$+\frac{\exp\left[\int\limits_0^t\left\{\frac{c_1(1-2\gamma)}{2}\frac{\rho_{1x}}{\rho_1}-\frac{3}{2}v_{1x}\right\}dt\right]}{\int\limits_0^t\frac{c_1(\gamma+1)}{2}\exp\left[\int\limits_0^t\left\{\frac{c_1(1-2\gamma)}{2}\frac{\rho_{1x}}{\rho_1}-\frac{3}{2}\frac{c_{1t}}{c_1}-\frac{3}{2}v_{1x}\right\}dt\right]dt+a_0}, \quad (1)$$

где

$$a_0=\frac{1}{(\rho_{2x}/\rho_1)_{t=0}-(\rho_{1x}/\rho_1)_{t=0}}.$$

При равенстве нулю всех градиентов перед волной сжатия выражение (1) совпадает с формулой, приведенной в работе [11] и дающей значение ρ_{2x} в волне сжатия, распространяющейся по однородному газу.

Волна сжатия превратится в ударную волну в тот момент времени, когда $\rho_{2x}=\infty$, т. е.

$$\int\limits_0^t\frac{c_1(\gamma+1)}{2}\exp\left[\int\limits_0^t\left\{\frac{c_1(1-2\gamma)}{2}\frac{\rho_{1x}}{\rho_1}-\frac{3}{2}\frac{c_{1t}}{c_1}-\frac{3}{2}v_{1x}\right\}dt\right]dt=$$

$$=-\frac{1}{(\rho_{2x}/\rho_1)_{t=0}-(\rho_{1x}/\rho_1)_{t=0}}. \quad (2)$$

Оценим время t из этого равенства. Для этого линейно аппроксимируем зависимость кинематических параметров течения газа от времени и расстояния:

$$c_1=k(x)t+c_{10}(x),\quad c_{1t}=k(x),$$
$$v_1=a(x)t+v_{10}(x),\quad v_{1t}=a(x),$$
$$v_1=\xi(t)x+h_0(t),\quad v_{1x}=\xi(t).$$

Тогда с учетом очевидных равенств $\rho_{1x}/\rho_1=-v_{1t}/c^2_1$ и $\rho_{2x}/\rho_1=-v_{2t}/c^2_2\approx\approx-v_{2t}/c^2_1$ выражение (2) примет вид

$$\int\limits_0^t\frac{\gamma+1}{2}(kt+c_{10})\exp\left[\int\limits_0^t\left\{\frac{2\gamma-1}{2}\frac{a}{kt+c_{10}}-\frac{3}{2}\frac{k}{kt+c_{10}}-\frac{3}{2}\xi\right\}dt\right]dt\approx$$

$$\approx\frac{1}{(v_{2t}/c_1^2)_{t=0}-(v_{1t}/c_1^2)_{t=0}}.$$

В условиях данного эксперимента ξ очень слабо зависит от t; примем $\xi=\xi_0=\text{const}$ и запишем подынтегральное выражение в безразмерных координатах:

$$\frac{(\gamma+1)kt_0^2}{2}\int\limits_0^t\left(\frac{t}{t_0}+\frac{c_{10}}{kt_0}\right)^{\frac{2\gamma-1}{2}\frac{a}{k}-\frac{1}{2}}\exp\left[-\frac{3}{2}t_0\xi_0\frac{t}{t_0}\right]d\left(\frac{t}{t_0}\right)\approx$$

$$\approx \frac{c_{10}^2}{(v_{2t})_{t=0} - (v_{1t})_{t=0}},$$

где $t_0 = D/c_0$, D — гидравлический диаметр трубы, c_0 — начальная скорость звука в канале.

Разложим подынтегральную функцию в ряд Маклорена и ограничимся первым членом. После интегрирования получим

$$t \approx \frac{2\,(kt_0)^{\frac{2\gamma+1}{2}\frac{a}{k}-\frac{3}{2}}}{(\gamma+1)\,c_{10}^{\frac{2\gamma-1}{2}\frac{a}{k}-\frac{5}{2}}\,[(v_{2t})_{t=0} - (v_{1t})_{t=0}]}. \qquad (3)$$

В наших опытах $kt_0 \approx 70$ м/с, $a/k \approx 1$, среднее значение $(v_{2t}) \approx \approx 4 \cdot 10^6$ м/с^2, $v_{1t} \approx 10^6$ м/с^2, c_{10} лежит в пределах 100—150 м/с. Значение времени t, полученное из формулы (3), лежит в пределах 20—50 мкс.

Рассмотрим интервал времени $\Delta\tau$ между отходом одной ударной волны непосредственно от фронта второго разрыва до выхода последующей ударной волны в толкаемый газ из толкающего (см. схему рис. 1, *б*). Для определения интервала $\Delta\tau$ была использована линейная аппроксимация пути ударной волны в толкающем газе. Как показал анализ фотографий течения, на которых видны волны, идущие как в толкающем, так и в толкаемом газе, такая аппроксимация изменяет временной интервал не более чем на 10%.

Очевидно, что $\Delta\tau$ представляет собой наибольшее время, в течение которого может образоваться ударная волна в области больших градиентов плотности и давления, находящейся между фронтом второго ударного разрыва и контактной поверхностью (см. рис. 3), т. е. $t \leqslant \Delta\tau$.

Таблица 2

U, м/с	390	415	460	530	435	480	530	610	630	810
$\Delta\tau$, мкс	60	120	80	90	120	120	110	100	170	140

В табл. 2 приведена связь скорости ударной волны с величиной интервала времени $\Delta\tau$. Как видно из таблицы, интервал $\Delta\tau$ везде больше t, рассчитанного по формуле (3). Укажем, что для расчета времени t значения v_{2t} — ускорения толкающего газа непосредственно за фронтом второго разрыва — были получены графическим дифференцированием кривой $v_2(t)$. Величины $v_2(t)$ находились методом, данным в работе [1]. Для каждой ударной волны значения $(v_{2t})_{t=0}$ соответствовали моменту времени, наступающему после отхода предыдущей ударной волны от фронта второго разрыва. Для определения величин v_{1t} использовалась линейная аппроксимация $v_1(t)$.

Таким образом, можно сказать, что предположение о механизме возникновения ударных волн в области больших нестационарных градиентов плотности и давления за фронтом второго разрыва в струе толкающего газа оправданно. Ударные волны возникают там аналогично ударной волне из волны сжатия конечной амплитуды при ее движении вследствие сжимаемости жидкости. Как можно видеть, такой механизм объясняет и дискретность процесса возникновения ударных волн в ударной трубе.

В заключение автор приносит благодарность проф. Е. В. Ступоченко за постановку задачи и доц. Ф. В. Шугаеву за плодотворное обсуждение результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Штеменко Л. С. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1972, 13, № 5, с. 607. [2] Штеменко Л. С. Ученые записки ЦАГИ, 1976, 7, № 4, с. 133. [3] Штеменко Л. С. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1967, № 1, с. 58. [4] Блохинцев Д. И. ДАН СССР, 1945, 47, № 1, с. 22. [5] Лоусон. В кн.: Механика. М.: ИЛ, 1969, № 5, с. 89. [6] Вагнер. Ракетная техника и космонавтика, 1971, 9, № 12, с. 205. [7] Бергстром и др. Ракетная техника и космонавтика, 1974, 12, № 7, с. 143. [8] Наумов А. М., Тугазаков Р. Я. Ученые записки ЦАГИ, 1976, 7, № 2, с. 154. [9] Пискарева М. В., Шугаев Ф. В. Изв. АН СССР. Сер. Мех. жидк. и газов, 1977, № 5, с. 181. [10] Elcrat A. K. Int. J. Eng. Sci., 1977, 15, N 1, p. 29. [11] Thomas T. J. J. Math. Mech., 1957. 6, N 4, p. 311.

Поступила в редакцию
08.10.80

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, т. 23, № 3

УДК 537.867

ПОРОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ГРАВИТАЦИОННЫМИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

В. И. Григорьев

(кафедра квантовой теории)

Заметное внимание при обсуждении методов регистрации гравитационного излучения [1, 2] уделяется различным механизмам «преобразования» гравитационных волн в электромагнитные. Целью настоящей работы является анализ такого рода процессов.

Постановка задачи такова: в объеме $L_x \times L_y \times L_z$, например между обкладками конденсатора или в зазоре магнита, имеется однородное и меняющееся периодически во времени поле. Через это поле проходит гравитационная волна. Нужно найти то электромагнитное излучение, которое при этом возникнет.

Пусть невозмущенное поле — электрическое для определенности — имеет напряженность $\mathbf{E}=\mathbf{E}_0\chi\cos\omega t$, где $\chi=1$ внутри и $\chi=0$ за пределами конденсатора. Как показывает расчет, мощность электромагнитного излучения не зависит от направления $\mathbf{E}_0$; направим $\mathbf{E}_0$, например, по оси y.

Предположим, что гравитационная плоская волна распространяется вдоль оси x. Метрический тензор g_{ik}, как обычно [3], удобно представить в виде

$$g_{ik}=g_{ik}^{(0)}+h_{ik} \quad (g_{00}^{(0)}=-1;\ g_{11}^{(0)}=g_{22}^{(0)}=g_{33}^{(0)}=1) \tag{1}$$

и выбрать малые добавки h_{ik} к евклидовой части $g^{(0)}{}_{ik}$ метрического тензора таким образом:

$$h_{22}=-h_{33}=h\cos\Omega\left(t-\frac{x}{c}\right);\ h_{12}=h\sin\Omega\left(t-\frac{x}{c}\right), \tag{2}$$

что отвечает циркулярной поляризации волны. Обычно представляет интерес лишь весьма малое «искривление» пространства гравитационным излучением, поэтому дальнейшее рассмотрение можно проводить в линейном по h приближении.

Поскольку влияние гравитационного поля на электромагнитное при этом также мало, метрический тензор последнего можно записать в виде

$$F_{ik}=\mathcal{F}_{ik}+f_{ik}, \tag{3}$$

где $\mathcal{F}_{ik}$ — «невозмущенная» часть, а f_{ik} — малая добавка к ней.