

НЕКОТОРЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ РАДИОВОЛН ЧЕРЕЗ ОБЛАСТЬ ВЗРЫВА

В. А. Вельмин, В. Ф. Корец, Ю. А. Медведев, Б. М. Степанов

(Москва)

Описываются и интерпретируются некоторые нестационарные эффекты, наблюдаемые при прохождении радиоволн через область взрыва заряда ВВ.

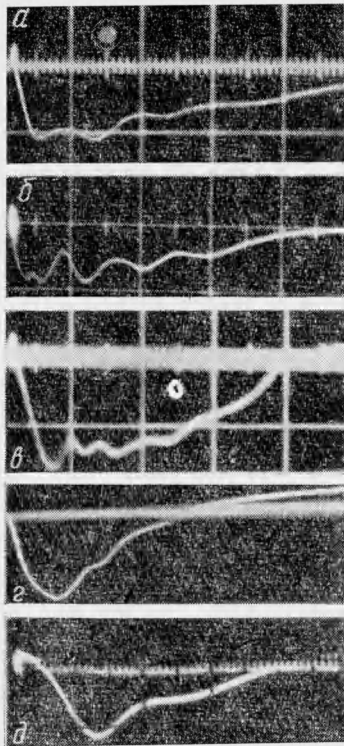
Исследование особенностей взаимодействия радиоволн с областью взрыва представляет интерес в связи с тем, что результаты его могут содержать данные о физических процессах, которые протекают во внутренних областях взрыва, недоступных для изучения другими методами. К тому же метод электромагнитного зондирования обладает тем несомненным преимуществом перед другими, например зондовым, что, являясь по существу активным, он не вносит сколько-нибудь заметных возмущений при измерениях (слабое поле).

В работе [1], посвященной изучению взаимодействия радиоволн сантиметрового диапазона с областью взрыва показано, что сферическая ударная волна непрозрачна, если ее скорость превышает 2.4 км/сек . С уменьшением скорости ударная волна становится все более прозрачной. С некоторого момента времени, по-видимому, обнажаются продукты взрыва и характер взаимодействия радиоволн с областью взрыва усложняется: помимо чисто дифракционных эффектов, как это имеет место пока ударная волна идеально проводящая, начинает сказываться прямое прохождение радиолучей через продукты взрыва, в связи с чем возникает вопрос об относительной роли этих эффектов в механизме взаимодействия радиоволн с продуктами взрыва. Если взрыв облучается ограниченным по сечению пучком радиолучей и при этом в месте взрыва в поперечном сечении пучка укладывается конечное небольшое число зон Френеля, то при расширении области взрыва будут последовательно перекрываться центральные зоны Френеля, что приведет к осцилляции потока энергии в точке приема, причем период осцилляций будет определяться скоростью перекрытия зон Френеля. Оценка показывает, что при подрыве заряда массой порядка $10-200 \text{ г}$, эффективной ширины диаграммы направленности $10-20^\circ$, при расстояниях между антеннами $2-3 \text{ м}$ дифракционный эффект может проявиться на миллиметровых волнах.

Эти соображения послужили основанием для проведения описываемых ниже экспериментов с миллиметровыми волнами.

Описание эксперимента. В проведенных опытах подрыв зарядов типа ТГ 50/50 массой $10-52 \text{ г}$ осуществлялся посередине между центрированными рупорно-линзовыми антеннами, работающими на длине волны $\lambda = 8 \text{ мм}$. Ширина диаграммы направленности составляла 16° (по уровню, соответствующему половинной мощности), расстояние между передними краями рупорно-линзовых антенн $2R = 230 \text{ см}$. Сигнал с приемной антенны после квадратичного детектирования и двухкаскадного усиления регистрировался осциллографом СГ-33. Запуск разверток осуществлялся в момент выхода детонационной волны на поверхность заряда. На фиг. 1, а, б, в приведены типичные осциллограммы огибающей сигнала, прошедшего через область взрыва, для зарядов массой $m_1 = 10 \text{ г}$, $m_2 = 25 \text{ г}$, $m_3 = 52 \text{ г}$ соответственно. Вдоль оси ординат отсчитана величина, пропорциональная интенсивности поля в точке регистрации. Верхняя линия соответствует свободному прохождению сигнала. Время отложено вдоль оси абсцисс. Длительность развертки 125 мксек .

Из фиг. 1, а, б, в видно, что уровень прошедшего сигнала в первые $10-20 \text{ мксек}$ (в зависимости от массы заряда) быстро падает, а затем медленно восстанавливается. Помимо плавного сигнала на приведенных осциллограммах хорошо видны осцилляции, период которых увеличивается с течением времени.



Фиг. 1

Усредненные по многим осциллограммам зависимости периода осцилляций от времени приведены на фиг. 2 (кривые 1, 2, 3 соответствуют значениям $m = 10, 25, 52 \text{ г}$). Периоды осцилляций определялись как интервалы времени между двумя последовательными минимумами на осциллограмме. Измеренный таким образом период относился к моменту времени $t = \frac{1}{2}(t_k + t_{k+1})$, где t_k — момент достижения k -го, а t_{k+1} — момент достижения $k + 1$ -го минимума. Из фиг. 2 видно, что периоды осцилляций — монотонно увеличиваются со временем и уменьшаются при увеличении массы заряда.

На фиг. 1, *г* представлена осциллограмма огибающей сигнала, прошедшего через область взрыва, для заряда $m = 15 \text{ г}$ (длительность развертки 250 мксек). Опыт проводился в описанных выше условиях с тем отличием, что ширина диаграммы направленности антенн (по уровню 0.5) составляла $\sim 4^\circ$. В целом форма сигнала подобна изображенной на фиг. 1, *а*, однако осцилляции в данном случае отсутствуют. На фиг. 1, *д* изображена осциллограмма, полученная при подрыве заряда массой 52 г при использовании радиоволн сантиметрового диапазона ($\lambda = 3.2 \text{ см}$) при прежней геометрии опыта и ширине диаграммы направленности антенн 10° . Длительность развертки 125 мксек .

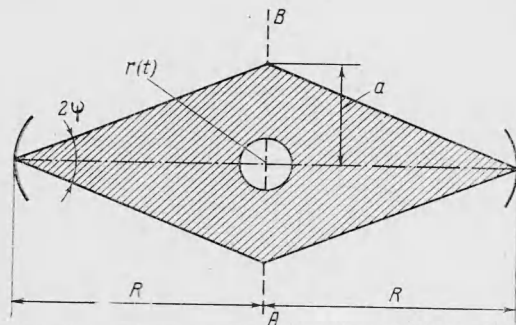
Из сравнения с аналогичной осциллограммой (фиг. 1, *е*), полученной примерно в тех же условиях на миллиметровых волнах, видно, что при неизменных условиях опыта с увеличением длины волны осцилляции исчезают.

Обсуждение результатов. Из осциллограмм, приведенных на фиг. 1, легко видеть, что в суммарном сигнале осцилляции (в случаях, когда они имеются, фиг. 1, *а, б, е*) примерно аддитивно накладываются на основной сигнал (осцилляции отсутствуют, фиг. 1, *д*), соответствующий уменьшению уровня сигнала в начальные моменты времени после взрыва и последующему восстановлению его.

Первый спадающий участок соответствует интервалу времени, когда область взрыва непрозрачна для радиоволн и расширяющееся взрывное облако постепенно перекрывает эффективное сечение радиолуча, а второй участок соответствует интервалу времени, когда область взрыва постепенно становится прозрачной для радиоволн.

Ниже характеристики этого сигнала не рассматриваются, а анализируется лишь осциллирующая составляющая сигнала.

Обнаруженные в опытах осцилляции принятого сигнала на миллиметровых волнах, увеличение периода их со временем для заряда данной массы и уменьшение с увеличением массы заряда, исчезновение осцилляций при увеличении длины волны (при той же диаграмме направленности), а также при сужении диаграммы

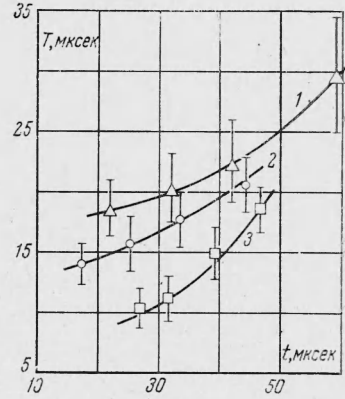


Фиг. 3

направленности при $\lambda = 8 \text{ мм}$ свидетельствуют о том, что своим происхождением эти осцилляции связаны с дифракционными эффектами, происходящими вследствие перекрытия взрывом области пространства, существенной для распространения радиоволн.

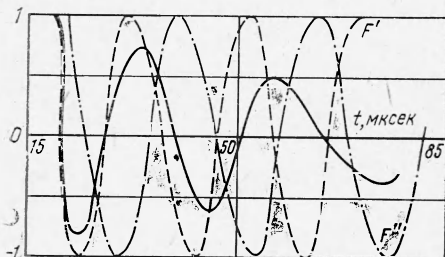
Для полного количественного описания наблюдаемых дифракционных эффектов в условиях данных опытов необходим учет не только амплитудных, но и фазовых характеристик диаграмм направленности передающей и приемной антенн, а также электродинамических параметров области взрыва.

Однако для объяснения лишь временных характеристик наблюдаемых эффектов оказывается достаточным следующее упрощенное рассмотрение. Будем считать, что приблизительно можно заменить применявшиеся направленные передающую и приемную антенны двумя изотропными антеннами (фиг. 3), дополненными непрозрачным экраном AB , проходящим через центр взрыва в плоскости, перпендикулярной направлению, соединяющему антенны с круглым отверстием, центр которого совпадает с центром взрыва, а радиус a равен эффективному радиусу освещенного пятна, создаваемого реальной антенной $a \approx R\psi$.



Фиг. 2

Если предположить далее, что осцилляции связаны с чисто дифракционным эффектом на некоторой поверхности с радиусом, равным радиусу эффективной границы взрыва $r^*(t)$, и аддитивно накладываются на основной сигнал, прошедший непосредственно через область взрыва, то, интересуясь лишь временными характеристиками осцилляций (зависимость периода колебаний от времени), при анализе можно заменить полупрозрачную область взрыва непрозрачным диском с радиусом $r^*(t)$.



Фиг. 4

Применяя метод стационарной фазы ([2], стр. 53), легко получить, что в этом случае поле в точке приема будет характеризоваться нестационарным дифракционным множителем

$$F(t) = \cos [2\pi (\lambda R)^{-1} (a^2 - r^{*2}(t))] \quad (1)$$

временная зависимость которого имеет столько минимумов, сколько зон Френеля укладывается в пределах радиуса a

$$n = 2R\psi^2 / \lambda \quad (n - \text{число минимумов})$$

Например, в описанных выше опытах $2R = 230$ см, $\lambda = 0.8$ см, $2\psi = 16^\circ$, $n = 5$,

что совпадает с числом различных максимумов на кадрах $a, б, в$ (фиг. 1).

При $\lambda = 0.8$ см и $2\psi = 4^\circ$ $n = 0.4$ и при $\lambda = 3.2$ см и $2\psi = 10^\circ$ $n = 0.7$, что качественно объясняет отсутствие осцилляций на кадрах (фиг. 1, $г, д$). В рамках такой модели период осцилляций определяется зависимостью

$$T(t) = \lambda R a^{-2} t [1 - a^{-2} r^{*2}(t)]^{-1}$$

Эта зависимость подтверждается экспериментальными данными на фиг. 2.

Моменты времени t_k , соответствующие k -му минимуму дифракционного множителя, определяются условием

$$r^*(t_k) = R(\psi - 1/2 k \lambda / R)^{1/2} \quad (2)$$

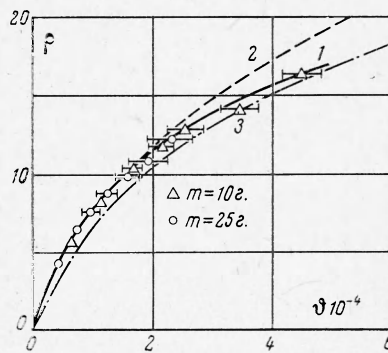
На фиг. 4 изображена осциллирующая составляющая $f(t)$ сигнала, изображенного на осциллограмме фиг. 1, a . Кривая построена как разность полной кривой и этой же кривой, усредненной по промежутку времени, большему периода осцилляций. На этой же фигуре изображены зависимости дифракционного множителя, вычисленные по соотношению (1), для зависимости $r'(t)$, которая определяет закон расширения во времени фронта ударной волны (кривая $F'(t)$) и закон расширения $r''(t)$ передней границы продуктов взрыва (кривая $F''(t)$) для заряда $m = 10$ г. В качестве $r'(t)$ и $r''(t)$ использованы эмпирические соотношения работы [4].

Видно, что нули, максимумы и минимумы кривой $f(t)$ располагаются между аналогичными точками кривых $F'(t)$ и $F''(t)$, причем в начальные моменты времени характерные точки $f(t)$ располагаются ближе к соответствующим точкам $F'(t)$, а в более поздние — к точкам $F''(t)$, что свидетельствует о том, что радиус эффективной поверхности, на которой дифрагирует волна, вначале совпадает с $r'(t)$, а затем отстает от нее и в дальнейшем приближается к $r''(t)$.

Отметим, что в данном случае не все параметры, определяющие задачу, чисто газодинамические: помимо начального радиуса $r_0 \sim m^{1/3}$ кг имеется еще размер зоны Френеля, не зависящий от характеристик взрыва, поэтому результаты данных экспериментов (зависимость периода осцилляций от параметров) нельзя представить в автоматическом виде.

Соотношение (2) позволяет вычислить радиус r^* поверхности, на которой происходит дифракция в моменты времени t_k (R, ψ, λ, k заданы, t_k измеряются по осциллограмме).

Эта зависимость, найденная по результатам многих опытов с зарядами разных масс, представлена на фиг. 5 в координатах $\rho = r^*/r_0$, $\nu = tm^{-1/3}$ (размерность ν сек \cdot кг $^{-1/3}$).



Фиг. 5

Там же в этих же переменных изображены зависимости радиусов фронта ударной волны и передней границы продуктов взрыва от времени (кривая 1 — r^* / r_0 , кривая 2 — r' / r_0 , кривая 3 — r'' / r_0).

В начальные моменты времени (сильная ударная волна) поверхность $r = r^*$ совпадает с фронтом ударной волны, в последующие — с передней границей продуктов взрыва.

По-видимому, зависимость $r^*(\phi)$ определяется временной зависимостью состояния ионизации в слое ударная волна — продукты взрыва.

Таким образом, по зарегистрированной зависимости периода осцилляций от времени можно определять развитие во времени геометрических размеров области, охваченной взрывом. Поскольку в ряде случаев зависимость радиуса от времени полностью определяется параметром $\xi = E / \rho_0$ (E — энергия взрыва, ρ_0 — невозмущенная плотность газа), то этот параметр можно определить по зарегистрированным временным зависимостям периода осцилляций.

Например, для сильной сферической ударной волны, описываемой формулой Седова, получаем выражение для параметра ξ , усредненное по всем наблюдаемым периодам осцилляций

$$\xi = \lambda R^4 / 2\psi^2 \sum_{k=1}^n t_k^{-2} (\psi - k\lambda / 2R)^{1/2}$$

Отметим также, что из приведенных осциллограмм можно получить, что при $\rho > 4$ поток энергии на приемную антенну, связанный с дифракционным механизмом распространения, составляет $\sim 10 \div 30\%$ потока, проходящего непосредственно через область взрыва.

Поступила 4 VIII 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Вельмин В. А., Медведев Ю. А., Степанов Б. М. Радиоэхо от области взрыва. Письма ЖЭТФ, 1968, т. 7, вып. 12, стр. 455.
2. Фейнберг Е. Л. Распространение радиоволн вдоль земной поверхности М., Изд.-во АН СССР, 1964.
3. Адешкин В. В. О формировании ударной волны и разлете продуктов взрыва в воздухе. ПМТФ, 1963, № 5, стр. 107.

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРАЩАТЕЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В РАЗРЕЖЕННОМ СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ СВЕЧЕНИЯ В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ

Н. Д. Зуев, В. М. Калугин

(Москва)

Описано применение метода относительных интенсивностей для измерения вращательной температуры азота в разреженном воздушном потоке при возбуждении свечения в тлеющем разряде. Отмечены особенности измерения вращательной температуры при низкой статической температуре газа в потоке. Получены профили вращательной температуры вдоль линии торможения у поперечно обтекаемого цилиндра. Рассмотрена зависимость ошибки измерения от величины температуры.

Измерение параметров газа в сверхзвуковых потоках низкой плотности сопряжено со значительными трудностями. Одним из наиболее трудно определяемых параметров является статическая температура. В последние годы стали измерять вращательную температуру азота в сверхзвуковых течениях при помощи метода относительных интенсивностей, возбуждая свечение азота сфокусированным электронным пучком [1]. При некоторых условиях предполагается равенство вращательной и поступательной температур. Опубликованные к настоящему времени данные по распределению вращательной температуры относятся в основном к свободно расширяющимся струям [2, 3].