*Записки Ленинградского орденов Ленина
рудового Красного Знамени горного института им. Г. В. Плеханова.
т. XLVI, вып. 2, 1963 г.*

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИПОЛЬНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПРОФИЛИРОВАНИЯ

В. Х. Захаров

Задачи, связанные с исследованием электромагнитных полей, бще сложны, а в применении к геологии, в силу многообразия парагров, часто не могут быть решены теоретически. В этом случае мо-ирование является единственным особом изучения закономерностей ения. Чтобы результаты опыта на елях можно было перенести на кретный геологический случай, по-новка опыта и обработка его ре-ьтатов должны производиться при блюдении условий подобия [1].

Для квазистационарного электро-гнитного поля эти условия выража-ся равенством [2]

$$\gamma_1 f_1 l_1^2 = \gamma_2 f_2 l_2^2, \qquad (1)$$

: γ — удельная проводимость;
f — частота поля;
l — линейные размеры;
2 — соответственно параметры объ-екта и его модели; магнитная проницаемость принята рав-ной 1.

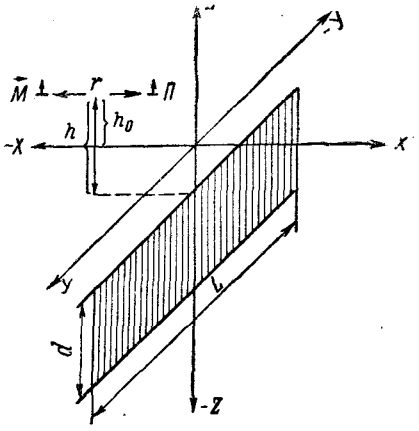


Рис. 1. Схема дипольного электромагнитного профилирования установкой *ZZ*:
M — генераторная рамка; *П* — приемная рамка; *r* — разнос рамок; *h* — глубина залегания проводящего тела; *L* — размер по простиранию; *d* — размер по падению тела; h_0 — высота установки над поверхностью земли

Будем моделировать систему, едставленную на рис. 1, где пока-ю взаимоотношение дипольной уста-вки *ZZ* и рудного тела при профилировании по *XX*. Сравнительно зкие частоты, используемые в методе, позволяют пренебречь влиянием исокоомных вмещающих пород и наносов. Так, при разносе рамок *r*, вном 50 *м*, для интервала частот от 10 000—100 *гц* и соответственного менения сопротивления вмещающих пород 10 000—100 *ом·м* нор-льное магнитное поле отличается от значения в однородном непровощем пространстве (воздухе) по амплитуде менее чем на 0,1%, а по азе не более 15′, что лежит за пределами точности наблюдений [3]. оэтому параметрами, определяющими модельную установку, будут раметры рудного тела и самой установки.

Значение l^2 равенства (1) определяет квадрат линейного размера требует для идеального соблюдения подобия поля подобного преобзования всех линейных величин системы. Однако логично предполоить, что при определенных условиях некоторые линейные величины

практически не будут влиять на подобие полей. Одной из основных дач моделирования и являлось изучение характера и степени влия отдельных линейных величин системы на возмущение электромаг ного поля.

Выбрав размеры генераторной и приемной рамок достаточно лыми для полевой и модельной установок, так чтобы возбуждаю магнитное поле соответствовало полю магнитного диполя, а измер можно было считать точечным, влиянием размеров обеих рамок мо пренебречь.

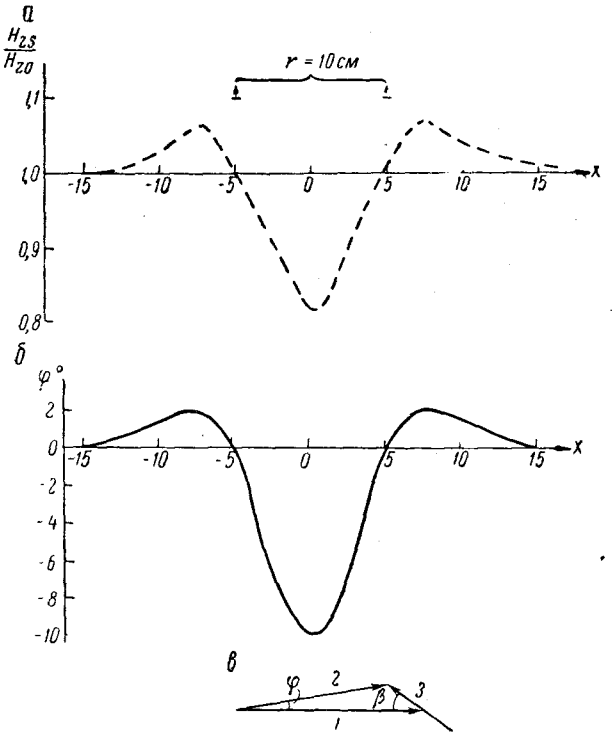


Рис. 2. Дипольное электромагнитное профилирование установкой ZZ над вертикальной пластиной:
а — амплитуда; *б* — фаза; *в* — векторная схема для нулевого пикета (векторы напряженности: *1* — нормального магнитного поля H_{z0}; *2* — результирующего магнитного поля H_{zS}; φ — его фаза относительно H_{z0}; *3* — вторичного магнитного поля H_{z2}; $(180° - \beta)$ — его фаза относительно H_{z0})

На рис. 2 приведены графики изменения амплитуды и фазы м нитного поля, наблюденного установкой ZZ над вертикальной лат ной пластиной на частоте 1000 *гц* при $r=10$ *см*, $L=40$ *см*, $d=20$ $h=2$ *см*, толщине пластины $m=0{,}1$ *см*. Точку записи во всех изме ниях относим к центру установки, а нулевой пикет ставим над це ром модели.

Анализируя полученные кривые, можно наметить характерн точки для интерпретации. Так, местоположение модели в плане от чается минимумом. Точки перехода амплитуды и фазы через значе нормального поля соответствуют положению, когда одна из рамок ходится непосредственно над моделью. Абсцисса максимумов ляется функцией глубины, так что можно написать

$$h \approx |X_{\max}| - \frac{r}{2}.$$

Физическое объяснение этих значений не представляет особь трудностей [4].

На рис. 2 приведена также векторная схема, иллюстрирующа взаимоотношение векторов напряженности нормального, вторичного результирующего магнитных полей, когда центр установки находитс над моделью. Согласно этой диаграмме построена фазовая кривая п амплитудной кривой и фазовому углу φ в одной точке при постоянно угле β. Эта кривая практически совпала с наблюденной. Следова тельно, фаза вторичного магнитного поля не зависит от точки измере ния по профилю. Изменение же фазы результирующего поля обуслов лено изменением амплитуды вторичного магнитного поля от точк к точке. Поэтому для исследований амплитудно-фазовых возмущени

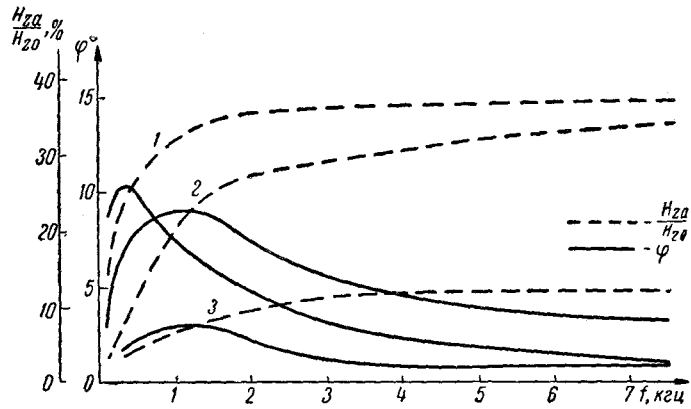


Рис. 3. Частотные характеристики пластин:

1 — алюминиевой при $h = 2$ *см*; $m = 0{,}15$ *см*, $\gamma = (0{,}3 \div 0{,}4) \times 10^8$ *ом*$^{-1}$ · *м*$^{-1}$; *2* и *3* — латунной при $m = 0{,}1$ *см*; $\gamma = 0{,}143 \times 10^8$ *ом*$^{-1}$ · *м*$^{-1}$ соответственно для $h = 2$ *см* и $h = 5$ *см*; $H_{za} = |\,|H_{zs}| - |H_{z0}|\,|$ — аномалия по амплитуде

от других параметров маломощных крутопадающих тел ограничимся измерениями в одной точке — на нулевом пикете.

На рис. 3 приведены частотные характеристики, наблюденные над моделями различной проводимости [5]. Размеры моделей по простиранию и падению те же, что и в предыдущем опыте, и являются при взятом $r = 10$ *см* практически бесконечно большими. Как видно из рисунка, оптимальная частота для алюминиевой пластины равна 300 *гц*, для латунной 1000 *гц*. Соответственно произведения для алюминиевой пластины

$$f_{\text{опт}}\,\gamma m \approx 1{,}57 \cdot 10^7\ \text{ом}^{-1} \cdot \text{сек}^{-1}$$

для латунной

$$f_{\text{опт}}\,\gamma m = 1{,}43 \cdot 10^7\ \text{ом}^{-1} \cdot \text{сек}^{-1}.$$

Учитывая возможные отклонения проводимостей пластин и точность наблюдений, указанные значения можно считать равными, что говорит о соблюдении условия подобия.

Частотная характеристика *3*, снятая над той же латунной пластинкой, но расположенной на глубине 5 *см*, показывает, что оптимальная частота осталась равной 1000 *гц*, а изменилась лишь величина аномалии. Из этого можно сделать вывод, что изменение глубины пластины, по крайней мере в пределах от $\frac{r}{h} = 5$ до $\frac{r}{h} = 2$, практически не сдвигает частотную характеристику [6, 7].

На рис. 4 показаны изменения амплитуды и фазы в зависимости мощности модели для нескольких частот. Мощность модели изме-лась увеличением числа листов: от 0,14 до 0,70 *мм* — набором ли-ов алюминиевой фольги толщиной 0,07 *мм*; от 1,5 до 6 *мм* — набо-м алюминиевых пластин толщиной 1,5 *мм*. Остальные параметры стоянны и те же, что в предыдущих опытах. Как видно, характер ам-литудных и фазовых графиков подобен частотным характеристикам. налогично оптимальной частоте введем понятие оптимальной мощно-

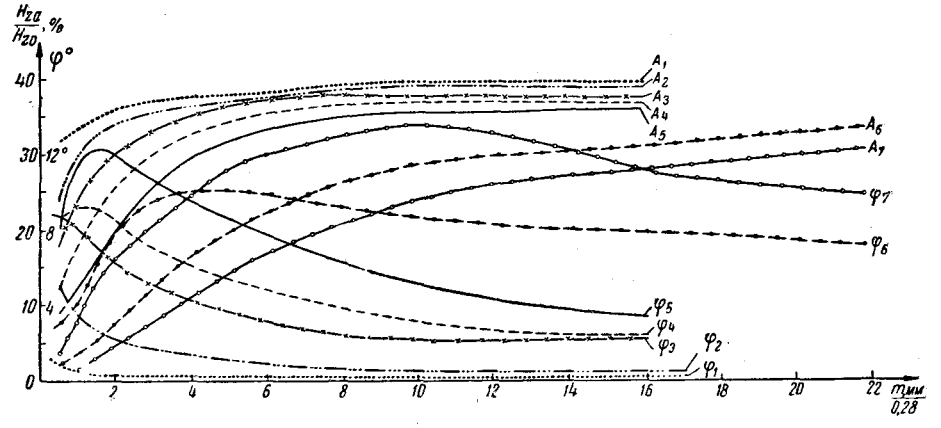


Рис. 4. Амплитудно-фазовые возмущения магнитного поля диполя (установка *ZZ*) над вертикальной пластиной в зависимости от ее мощности

Кривые аномалии: A_n — амплитудной; φ_n — фазовой; *1* — 15 000; *2* — 7500; *3* — 3000; *4* — 1750; *5* — 1000; 6 — 350; 7 — 200 *гц*

ги тела, при которой фазовая аномалия имеет наибольшее значение ри данной частоте и прочих равных условиях; тогда

фазовая аномалия $\varphi = max$ будет наблюдаться при:

f, *гц*	200	350	1000	1750
$m_{опт}$, *мм*	3	1,5	0,42	0,28
$m_{опт} f$	600	520	420	490

относительная амплитудная аномалия $\frac{H_{za}}{H_{z0}} = 33\ \%$ при:

f, *гц*	350	1000	1750	3000
m, *мм*	6	1,8	1,16	1,84
mf	2100	1800	2040	2500

Из этих данных видно, что произведения мощности на соответст-ующую частоту для фазовых и амплитудных аномалий практически остоянны. Имеющиеся расхождения лежат в пределах точности из-ерений. Таким образом, изменение мощности модели в исследова-ом интервале равноценно изменению частоты возбуждающего поля ли проводимости модели.

Изменение частотной характеристики в зависимости от размеров ластины по падению показано на рис. 5, *а*. Размер пластины модели о простиранию выбран равным 40 *см* и является для используемой становки ($r = 10$ *см*) бесконечно большим. Размер модели по падению зменялся от 40 до 3 *см*. Все модели изготовлены из одного латун-ого листа толщиной 0,1 *см*. Глубина верхней кромки пластины рав-ялась 2 *см*.

Как видно из графиков, оптимальная частота при уменьшении одели по падению до 10 *см* практически остается постоянной. При

ьнейшем уменьшении размеров модели по падению оптимальная тота сдвигается в сторону высоких частот так, что

$$f_{1\text{опт}} d_1 = f_{2\text{опт}} d_2.$$

Таким образом, при размерах пластин по падению, меньших ны разноса рамок, размер пластины по падению является линей- параметром, определяющим частотную характеристику тела.

Изучение зависимости частотной характеристики от размеров пла- ны по простиранию проведено на тех же моделях, повернутых на

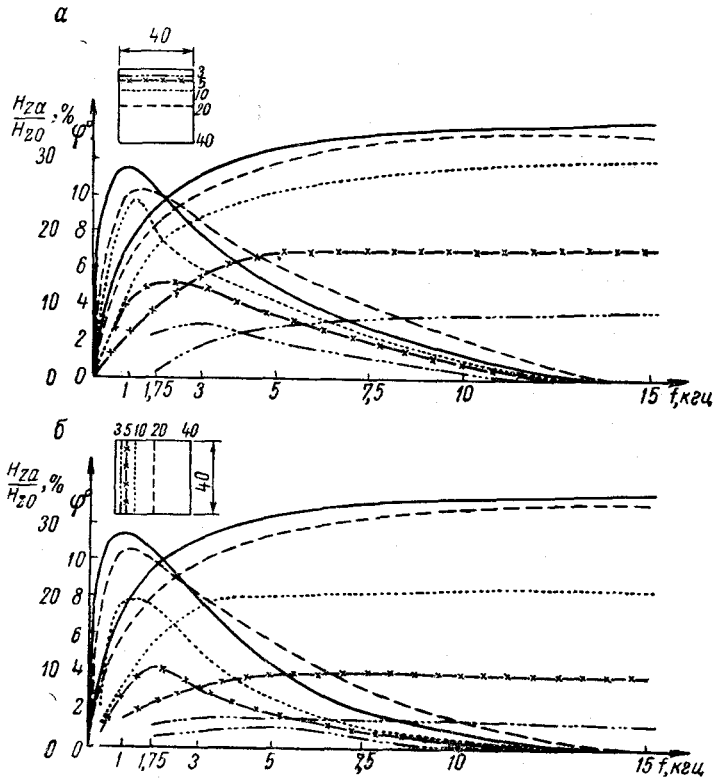


Рис. 5. Частотные характеристики для вертикальных пластин разных размеров:
а — по падению; *б* — по простиранию

см. рис. 5, *б*). Анализ графиков показывает, что при уменьшении 10 *см* практически незаметно сдвига оптимальной частоты. Для ли с $L=5$ *см* оптимальная частота примерно в два раза больше, для модели с $L>10$ *см*. Таким образом, логически вытекает ана- ный предыдущему вывод: при размерах пластины по простира- меньших длины установки, размер пластины становится линей- параметром, определяющим частотную характеристику.

Зависимость частотной характеристики от разносов рамок для нечно большой пластины по простиранию и падению вытекает редственно из основного равенства подобия (1) при отсутствии ния глубины. В данном случае остались лишь два равноправных ных параметра: разносы рамок r и толщина пластины m. При трически подобном соотношении этих параметров равенство (1) т быть тождественно переписано в виде

$$f_1 \gamma_1 m_1 r_1 = f_2 \gamma_2 m_2 r_2, \qquad (2)$$

$$\frac{m_1}{m_2} \equiv \frac{r_1}{r_2}.$$

о при изучении зависимости частотной характеристики от мощ-
нами установлено, что это равенство соблюдается и при $\frac{m_1}{m_2} \neq$

. Следовательно, равенство (2) остается справедливым и при
вольном изменении разносов рамок.

аким образом, для вертикальной маломощной пластины (рудной
) можно ввести параметр подобия, который определит относи-
ую амплитудно-фазовую структуру возмущения магнитного поля:
) для пластины бесконечно большой по простиранию и падению

$$P = f\gamma mr, \quad m < r;$$

) для пластины бесконечно большой по простиранию и конечной
адению

$$P = f\gamma md, \quad m < d < r;$$

) для пластины конечной по простиранию и бесконечно большой
адению

$$P = f\gamma mL, \quad m < L < r.$$

Ограничение числа линейных величин в параметрах подобия зна-
ьно облегчает определение проводимости возмущающего объекта
решении обратной задачи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кирпичев М. В. и Конаков П. К. Математические основы теории по-
. Изд-во АН СССР, 1949.
2. Бурсиан В. Р. Теория электромагнитных полей, применяемых в электрораз-
, ч. II. Изд-во ЛГУ, 1936.
3. Гасаненко Л. Б. Нормальное поле вертикального гармонического низко-
тного магнитного диполя. Уч. зап. ЛГУ, вып. 10, 1958.
4. Захаров В. Х. К интерпретации аномалий дипольного электромагнитного
илирования. Изв. вузов, Геология и разведка, 1961, № 3.
5. Кауфман А. А., Каменецкий Ф. М., Якубовский Ю. В. О выборе
мальной частоты при индуктивных методах электроразведки. Изв. АН СССР. Се-
геофиз., 1957, № 2.
6. Шейнман С. М. Многочастотный индукционный метод электроразведки
одические указания). Тр. ВИТРа (Обмен опытом), вып. 25, 1959.
7. Светов Б. С. Некоторые результаты модельных исследований по индуктив-
у методу. Изв. АН СССР. Серия геофиз., 1960, № 1.