LOR à l'ordre un, soit d'une approximation affine. Il est aussi tentant de considérer qu'en l'absence de champ, il n'y a pas de polarisation, donc que le terme d'ordre zéro est nul ; le relation devient linéaire au lieu d'affine, mais puisqu'elle est entre vecteurs, elle est a priori matricielle. Enfin, l'isotropie de l'espace passe de la linéarité vectorielle à une simple proportionnalité.

Tout cela est-il vérifié expérimentalement ? En général oui, mais tout dépend de la structure de la matière étudiée et il y a systématiquement des contre-exemples. Avec des champs intenses et à basse température, des non-linéarités apparaissent fréquemment, on verra cela un peu plus loin (paragraphes 4.c et 4.d pp. 27 et 30). Il existe des matériaux qui peuvent être polarisés ou aimantés en l'absence de champ (paragraphes 5.d et 5.e pp. 42 et 44), ne serait-ce que la boussole qui a été point de départ [6] historique de l'étude du magnétisme, on verra cela aussi un peu plus loin. Il existe enfin des solides cristallins dont la structure est anisotrope et où la relation linéaire est matricielle, ce qui sera étudié en optique dans le chapitre D-X traitant de la lumière polarisée.

En ce qui concerne le vecteur polarisation, dans le cadre de d'un matériau linéaire isotrope, on a pris l'habitude de noter :

$$\overrightarrow{P} = \varepsilon_0\, \chi_e\, \overrightarrow{E}$$

où χ_e est la *susceptibilité électrique* qui est une caractéristique du matériau. En reportant dans la définition de vecteur $\overrightarrow{D}$, on en déduit [7] :

$$\overrightarrow{D} = \varepsilon_0\, \overrightarrow{E} + \overrightarrow{P} = \varepsilon_0\, (1 + \chi_e)\, \overrightarrow{E}$$

que l'on note :

$$\overrightarrow{D} = \varepsilon\, \overrightarrow{E} = \varepsilon_0\, \varepsilon_r\, \overrightarrow{E}$$

où $\varepsilon = \varepsilon_0\, \varepsilon_r = \varepsilon_0\, (1+\chi_e)$ est la *permittivité* du matériau et $\varepsilon_r = (1+\chi_e)$ sa *permittivité relative* (ε_0 est la permittivité du vide). Toutes ces notations sont redondantes, on choisit la plus adaptée au problème que l'on traite.

En ce qui concerne le vecteur aimantation, dans le cadre d'un matériau linéaire isotrope et dans la mesure où il est plus aisé expérimentalement d'imposer la valeur de $\overrightarrow{H}$ que celle de $\overrightarrow{B}$ (voir théorème d'AMPÈRE réécrit), on a pris l'habitude de noter :

$$\overrightarrow{J} = \chi_m\, \overrightarrow{H}$$

où χ_m est la *susceptibilité magnétique* qui est une caractéristique du matériau. En reportant dans la définition de vecteur $\overrightarrow{H}$, on en déduit successivement :

$$\overrightarrow{H} = \frac{1}{\mu_0}\, \overrightarrow{B} - \overrightarrow{J} = \frac{1}{\mu_0}\, \overrightarrow{B} - \chi_m\, \overrightarrow{H}$$

6. C'est donc un exemple curieux où un effet anormal lance une théorie.
7. ce qui explique que l'on a factorisé ε_0 dans la constante qui lie $\overrightarrow{P}$ à $\overrightarrow{E}$

$$\overrightarrow{H} = \frac{1}{\mu_0\,(1+\chi_m)}\,\overrightarrow{B}$$

que l'on note :

$$\overrightarrow{H} = \frac{1}{\mu}\,\overrightarrow{B} = \frac{1}{\mu_0\,\mu_r}\,\overrightarrow{B}$$

où $\mu = \mu_0\,\mu_r = \mu_0\,(1+\chi_m)$ est la *perméabilité* du matériau et $\mu_r = (1+\chi_m)$ sa *perméabilité relative* (μ_0 est la perméabilité du vide). Toutes ces notations sont redondantes, on choisit la plus adaptée au problème que l'on traite.

Une remarque passée sous silence : tout ceci est expérimentalement validé en régime stationnaire ; en régime lentement variable, cela reste vrai et le matériau est dit parfait, ce qui est un abus de langage car ce sont les conditions (variations lentes) qui valident la généralisation et non le matériau. En régime rapidement variable, comme d'habitude l'on décompose le champ en composantes sinusoïdales et pour chacune d'elles, on étudie la polarisation ou l'aimantation en notation complexe. Toutes les prétendues constantes deviennent des fonctions complexes de la pulsation ω qui apparaît toujours par l'intermédiaire de $j\,\omega$, on notera $\chi_e(j\,\omega)$ etc.

On verra dans le chapitre C-XIII que l'indice de réfraction n d'un milieu est lié aux constantes introduites ci-dessus par $n^2 = \varepsilon_r\,\mu_r$ et en pratique $n^2 = \varepsilon_r$ car μ_r est toujours extrêmement proche de l'unité.

Une remarque pour finir : le choix des noms donnés aux constantes, susceptibilité, permittivité et perméabilité, prouve l'imagination fertile des physiciens qui pourraient donc prétendre au prix Nobel... de littérature !

3.b Champ dépolarisant et champ démagnétisant.

Dans le cadre de la linéarité tout paraît donc aisé et l'on peut se tourner vers la mesure expérimentale des constantes de proportionnalité. Hélas les choses ne vont pas être si simples qu'on ne l'espérait.

Si l'on place un milieu diélectrique dans le champ uniforme $\overrightarrow{E}_0$ créé par exemple par un condensateur plan, que l'on appelera ici « champ extérieur », selon une dénomination courante dans ce type de contexte. Il ne faut pas croire, si le milieu est linéaire, que la polarisation sera $\varepsilon_0\,\chi_e\,\overrightarrow{E}_0$ en effet la relation $\overrightarrow{P} = \varepsilon_0\,\chi_e\,\overrightarrow{E}$ est valable avec le champ qui règne dans le diélectrique qui est somme du champ extérieur et *du champ que le diélectrique crée lui même* ! Ce dernier champ est en pratique de sens opposé au champ extérieur, c'est pourquoi on le nomme *champ dépolarisant*. La suite du chapitre développera tout ça (voir paragraphe 3.c p. 16).

De même, si l'on place un milieu magnétique dans le champ uniforme $\overrightarrow{B}_0$ créé par exemple par un solénoïde, que l'on appelera ici aussi « champ extérieur », l'aimantation résultera de la somme du champ extérieur et du champ que le milieu crée lui même. Ce dernier champ n'est ici pas toujours de sens opposé au champ extérieur, mais, par analogie,